



Transition sous-critique à la turbulence : étude de la croissance de poches turbulentes dans l'écoulement de Couette plan

Marie Couliou

► To cite this version:

Marie Couliou. Transition sous-critique à la turbulence : étude de la croissance de poches turbulentes dans l'écoulement de Couette plan. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. ENSTA PARISTECH UNIVERSITÉ PARIS SACLAY, 2015. Français. NNT : . tel-01252947

HAL Id: tel-01252947

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-01252947>

Submitted on 8 Jan 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

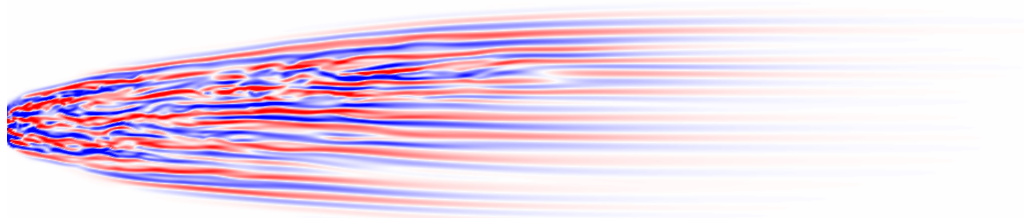
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT
ENSTA PARISTECH
UNIVERSITÉ PARIS SACLAY

Spécialité : **Mécanique**

Institut des Sciences de la Mécanique et Applications Industrielles (IMSIA)
ENSTA ParisTech

**Transition sous-critique à la turbulence :
étude de la croissance de poches turbulentes
dans l'écoulement de Couette plan**



Marie Couliou

Thèse soutenue le 8 octobre 2015 devant le jury composé de :

Carlo Cossu	Rapporteur	IMFT, Université de Toulouse-CNRS
Patrice Le Gal	Rapporteur	IRPHE, Université d'Aix Marseille-CNRS
Dwight Barkley	Examineur	Mathematics Institute, University of Warwick
Jean-Marc Chomaz	Examineur	LadHyX, Ecole Polytechnique
Arnaud Prigent	Examineur	LOMC, Université du Havre-CNRS
Romain Monchaux	Directeur de thèse	IMSIA, ENSTA ParisTech

Remerciements

Romain, je te remercie d'avoir dirigé cette thèse qui t'a tant terrifiée. J'ai été honorée d'être ta première doctorante et ça a été un plaisir de travailler avec toi.

Paul et Yohann, vous avez été pour moi de vrais pères et guides scientifiques. Merci pour votre patience, pour votre intérêt, pour toutes les discussions et pour tous les conseils. Je ne mesurerai jamais assez la chance que j'ai eu de vous avoir à mes côtés dès le début de ma thèse.

Je remercie Carlo Cossu et Patrice Le Gal d'avoir accepté de rapporter ce manuscrit. Je remercie également Dwight Barkley, Jean-Marc Chomaz et Arnaud Prigent pour leur participation au jury.

Je tiens également à remercier Olivier Cadot pour sa disponibilité et ses critiques toujours pertinentes. Je remercie également mes collègues Genta Kawahara et Masaki Shimizu (Osaka), Takahiro Tsukahara (Tokyo) pour leur accueil et les discussions que nous avons partagées dans le cadre des collaborations Sakura puis TRANSTURB.

Du point de vue expérimental, je tiens tout d'abord à remercier Lahcene et Thierry pour leur aide dans l'usinage et la mise en place des différents dispositifs expérimentaux rattachés au montage de Couette plan. Je remercie également Alexandre Suryadi, François Daviaud, Grégoire Lemoult et Lukasz Klotz pour leurs conseils, astuces, etc. Enfin je remercie Catherine Jacob pour son aide pendant la première campagne de PIV et Yan Zhu pour son travail sur les visualisations avec la perle.

De manière plus générale, je remercie les collègues de l'UME-IMSIA pour leur accueil, les discussions et leur bonne humeur ! Un merci spécial aux doctorants de l'UME : Mathieu, Thomas, Mélodie, Yuan, Arnaud, Josung et Julie. Bon courage à ceux qui sont encore en plein dedans ! Je souhaite aussi remercier mes amis et ma famille pour m'avoir soutenue et supportée pendant ces trois années. Je remercie mes relectrices attentives et attentionnées. Je remercie *Bleau* d'être si proche de Paris et d'avoir ainsi été ma porte de sortie, ma bouffée d'air presque hebdomadaire.

Enfin, et surtout, Antoine, sans toi je n'aurais même pas envisagé de me lancer dans cette aventure. Merci pour tout.

Table des matières

Nomenclature	9
1 Étude bibliographique	15
1.1 Régime transitionnel dans les écoulements cisailés	15
1.1.1 Transitions	15
1.1.2 Les seuils de transition	17
1.2 Chaos temporel et petites échelles	19
1.2.1 MFU	19
1.2.2 Approche linéaire	20
1.2.3 Processus d’auto entretien	21
1.2.4 Solutions non triviales des équations de Navier-Stokes	21
1.2.5 Solutions non triviales à la frontière laminaire-turbulent	22
1.3 Motifs de bandes	22
1.3.1 D’une dynamique temporelle à une dynamique spatiotemporelle . .	22
1.3.2 Dans l’écoulement de Taylor-Couette	23
1.3.3 Dans l’écoulement de Couette plan	24
1.3.4 Dans les autres écoulements cisailés	25
1.4 Écoulements aux grandes échelles	25
1.5 Les mécanismes de croissance	29
1.5.1 Couche limite et écoulement de Poiseuille plan	29
1.5.2 Croissance selon la direction transversale dans l’écoulement de Couette plan	30
1.5.3 Croissance selon la direction longitudinale et forme de poche tur- bulente dans l’écoulement de Couette plan	31
2 Matériel et méthodes	33
2.1 Description d’un montage expérimental de Couette plan	33
2.1.1 Le montage de Couette plan	33
2.1.2 Visualisations	37
2.1.3 Mesures de vitesse par PIV	38
2.1.4 Protocole expérimental	41

2.1.5	Post traitement	46
2.2	Simulations numériques directes	51
2.2.1	Présentation d'un code de calcul DNS : <i>Channelflow</i>	51
2.2.2	Perturbation initiale	51
2.2.3	Effets de bords	53
3	Étude des mécanismes permettant la nucléation de nouvelles stries	55
3.1	Nucléations de stries	55
3.2	Tourbillons de bords de poche	58
3.3	Taux de croissance de poche turbulente	63
3.4	Taux d'advection de poche turbulente	67
3.5	Deux mécanismes de croissance	69
3.6	Conclusions	70
4	Écoulements à grandes échelles en présence de coexistence laminaire-turbulent	73
4.1	Mise en évidence des écoulements à grande échelle	74
4.2	Dynamique de croissance	79
4.3	Interprétations	86
5	Dynamique de croissance de poches turbulentes selon la direction trans-	93
	versale	
5.1	Vitesse de front	93
5.1.1	Expérience	93
5.1.2	Numérique	96
5.2	Écoulements à grande échelle	98
5.2.1	Expérience	98
5.2.2	Numérique	99
5.3	Discussion	100
6	Croissance de poches turbulentes selon la direction longitudinale	107
6.1	Organisation 3D d'une poche turbulente	107
6.2	Forme	111
6.3	Front et vitesse selon la direction longitudinale	113
6.4	Écoulement à grande échelle selon la direction longitudinale	116
6.5	Vers un mécanisme de croissance et d'expansion selon la direction longitu-	
	dinale	120
	Conclusion générale	125

A	Motifs de bandes laminaire-turbulent et et écoulements à grande échelle	127
A.1	Formation des bandes	127
A.2	Analyse spectrale	130
A.3	Filtres	133
A.4	Le maintien des bandes	133
A.5	Lien entre la fraction turbulente et l'angle des bandes	134
B	Écoulements à grandes échelles (étude numérique)	137
B.1	Dynamique de croissance	137
B.2	Séparation d'échelle	138

Nomenclature

Re	Nombre de Reynolds
Re_g	Nombre de Reynolds seuil global d'existence de la turbulence
Re_t	Nombre de Reynolds seuil pour un écoulement pleinement turbulent
Re_i	Nombre de Reynolds initial
Re_f	Nombre de Reynolds final
F_t	Fraction turbulente
ρ	Densité du fluide considéré
ν	Viscosité du fluide considéré
h	Demi-distance entre les deux parois cisillées
U	Norme de vitesse appliquée aux parois cisillées
x, y, z	Directions longitudinale, normale aux parois cisillées, transversale
U_x, U_y, U_z	Composantes de vitesse selon la direction longitudinale, normale et transversale
$\omega_x, \omega_y, \omega_z$	Composantes de vorticité selon la direction longitudinale, normale et transversale
L_x, L_y, L_z	Dimensions du domaine selon la direction longitudinale, normale et transversale
Γ_x, Γ_z	Rapports d'aspect du domaine selon la direction longitudinale et transversale
$\langle X \rangle$	Moyenne spatiale de X
\overline{X}	Moyenne temporelle de X
l_x, l_z	Longueurs d'une poche turbulente selon la direction longitudinale et transversale
ψ	Fonction de courant
R_{uu}	Autocorrélation de U_x
k_x, k_z	Nombres d'onde selon la direction longitudinale et transversale
kE_x, kE_z	Spectres de puissance pré-multiplié associés à la composante de vitesse longitudinale et transversale
A_{STR}^z	Composante du spectre kE_z associée aux petites échelles
A_{LSF}^z	Composante du spectre kE_z associée aux grandes échelles
A_{STR}^x	Composante du spectre kE_x associée aux petites échelles
A_{LSF}^x	Composante du spectre kE_x associée aux grandes échelles
A	Amplitude de la perturbation initiale

Croissance selon la direction transversale :

σ_{sf}^z	Taux de croissance d'une poche turbulente selon z
σ_{adv}^z	Taux d'advection des tourbillons de bords selon z
σ_{loc}^z	Taux de croissance associé au mécanisme local selon z
$max(U_{LSF}^z)$	Maximum de U_z filtré aux grandes échelles sur la ligne $x = 0$ pour ($z > 0$)

Croissance selon la direction longitudinale :

σ_{sf}^x	Taux de croissance d'une poche turbulente selon x
σ_{growth}^x	Taux de croissance positif d'une poche turbulente selon x
σ_{slow}^x	Taux de croissance négatif d'une poche turbulente selon x
$\sigma_{LSF-QUADRU}^x$	Contribution à σ_{sf}^x des écoulements à grande échelle quadripolaires
σ_{LSF-IN}^x	Contribution à σ_{sf}^x des écoulements à grande échelle à l'intérieur de la poche
$max(U_{LSF}^x)$	Maximum de U_x filtré aux grandes échelles sur la ligne $z = 0$ pour ($x > 0$)
$min(U_{LSF}^x)$	Minimum de U_x filtré aux grandes échelles sur la ligne $z = 0$ pour ($x > 0$)

Introduction

Dans le contexte de la transition sous critique vers la turbulence dans les écoulements cisailés, l'un des principaux enjeux est de comprendre comment l'état turbulent envahit l'état laminaire mais également comment ces deux états peuvent cohabiter en motifs de bandes laminaires-turbulentes. En effet, le caractère sous-critique de la transition à la turbulence induit une possible coexistence des états laminaires et turbulents pour des nombres de Reynolds modérés. Notre étude a eu pour objectif de mettre en évidence les mécanismes locaux et globaux impliqués dans la croissance de poches turbulentes dans l'écoulement de Couette plan.

L'une des premières études sur ce sujet a été faite par Lundbladh & Johansson [48]. Ils ont réalisé des simulations numériques directes de l'écoulement de Couette plan où ils perturbent le profil laminaire à l'aide d'une perturbation localisée composée de tourbillons. Ils ont observé que cette perturbation donnait naissance à une poche turbulente qui peut envahir l'écoulement. Ils ont observé la topologie de l'écoulement durant la phase de croissance de poches turbulentes et ont mis en évidence la présence d'un écoulement à grande échelle en bordure de poche. Un argument de conservation du débit leur a permis de justifier la présence de cet écoulement. Mais cette étude est restée descriptive et les écoulements à grandes échelles n'ont pas été quantifiés.

Duguet et Schlatter [22] ont proposé une décomposition des équations de Navier-Stokes en deux échelles. Ils ont séparé d'une part les termes liés aux grandes échelles spatiales et d'autre part ceux liés aux petites échelles. Cette décomposition a permis de confirmer que la zone de surplomb observée en bord de poche turbulente induit bien la formation d'un écoulement à grande échelle. Ils ont suggéré que cet écoulement à grande échelle permet l'advection des petites fluctuations selon une direction oblique privilégiée pouvant expliquer l'orientation oblique des bandes laminaires-turbulentes. Mais ce scénario n'a pas été vérifié, ni expérimentalement, ni par des simulations numériques.

En reprenant l'idée des travaux de Gad-El-Hak *et al.* [27] dans l'écoulement de couche limite, Dauchot & Daviaud [16] proposent une croissance des poches turbulentes via une instabilité locale du profil laminaire modifié dans l'écoulement de Couette plan. Gad-El-Hak *et al.* [27] suggèrent en effet un mécanisme local appelé "croissance par déstabilisation" pour expliquer la croissance de la turbulence. Le principe est que la turbulence

déstabilise la couche limite laminaire instable qui se trouve dans son voisinage. Mais le taux de croissance associé à ce mécanisme est inférieur à celui associé à la poche.

Dans le but d'isoler les ingrédients possibles pour permettre le développement de la turbulence, Duguet *et al.* [20] ont étudié la croissance d'une poche turbulente dans un domaine étroit selon la direction longitudinale de Couette plan qui permet la suppression de la recirculation à grande échelle. Ils ont observé qu'un germe turbulent pouvait croître via une croissance stochastique résultant d'une compétition entre le retrait des stries et leur nucléation. Cependant le taux de croissance associé est un ordre de grandeur inférieur à celui trouvé dans une configuration où les écoulements à grande échelle sont présents. Cette croissance stochastique peut tout de même être un des mécanismes mis en jeu pendant la croissance de la poche dans des domaines réalistes.

L'ensemble de ces études a permis de détecter et de justifier la présence d'un écoulement à grande échelle lors de la croissance d'une poche turbulente et lors d'une coexistence laminaire-turbulent organisée en motif de bandes. Cependant, cet écoulement n'a pas été quantifié. Par ailleurs, son rôle dans le mécanisme de la croissance ou du maintien d'un motif de bandes n'a pas été clairement démontré. De plus, plusieurs pistes ont été suggérées pour expliquer la croissance des poches turbulentes mais aucune ne permet de justifier entièrement les taux de croissance trouvés. Enfin la croissance d'une poche turbulente se fait conjointement selon la direction transversale mais aussi longitudinale. La majorité des travaux aborde en détail la croissance selon la direction transversale mais peu de travaux (Lundbladh & Johansson [48] et Dauchot & Daviaud [15]) se focalisent sur l'expansion selon la direction longitudinale.

Dans ce contexte, notre étude a consisté à identifier, à caractériser et à quantifier les mécanismes permettant aux écoulements laminaire et turbulent de coexister dans l'écoulement de Couette plan. Nous nous sommes en particulier penchés sur le rôle des écoulements à grande échelle dans la croissance de poches turbulentes. Nous nous sommes appuyés sur des expériences d'invasion de la turbulence dans un montage expérimental de Couette plan et également sur des simulations numériques directes de croissance de poches turbulentes et d'apparition de bandes laminaires-turbulentes également dans une configuration de Couette plan.

Notre démarche a été tout d'abord de se focaliser sur la croissance d'une poche turbulente selon la direction transversale. L'objectif est d'identifier les mécanismes permettant la nucléation de nouvelles stries sachant que pour qu'un spot turbulent croisse, il y a nécessairement apparition de nouvelles stries. Pour cela, nous avons comparé la vitesse d'une poche turbulente à celle des tourbillons visibles en bords de poche turbulente. En effet, ces tourbillons peuvent être interprétés comme la trace d'une croissance locale qui conduit à l'apparition de nouvelles stries. Nous avons également quantifié la proportion de nucléations ayant lieu à l'intérieur et en bordure d'une poche turbulente. Dans cette optique, nous avons développé un algorithme permettant de suivre la trajectoire de l'ensemble

des stries composant une poche turbulente. Cette étude est détaillée dans le chapitre 3 et a conduit à la soumission d'un article en cours de révision pour une publication dans *Physical Review E* [13].

L'étape suivante a consisté à mettre en évidence et à quantifier les écoulements à grandes échelles présents durant l'invasion de l'écoulement turbulent dans un écoulement laminaire. Pour cela, nous avons mesuré expérimentalement les champs de vitesse de l'écoulement pour deux types d'invasions : un front unique et une poche turbulente. Nous avons ensuite filtré les champs de vitesse pour n'extraire que les champs de vitesses associés aux grandes échelles. Dans un second temps, nous avons identifié des transferts d'énergie entre l'écoulement à grande échelle et la turbulence elle-même. Pour cela, nous avons analysé l'évolution temporelle et avec le nombre de Reynolds de l'énergie des structures à grande échelle et de celle des stries qui composent la poche. Cette étude fait l'objet du chapitre 4 et d'une publication dans *Physics of Fluids* [11].

Nous nous sommes ensuite concentrés sur l'étude de la dynamique de croissance d'une poche turbulente pour la direction transversale. L'objectif a été d'établir un lien entre la dynamique du taux de croissance des poches turbulentes, celle du taux de croissance par advection correspondant à la vitesse des tourbillons de bords et celles des écoulements à grande échelle. Pour cela, nous avons analysé l'évolution en fonction du temps et du nombre de Reynolds de ces différentes quantités. Nous avons également analysé les conséquences des différentes dynamiques observées sur les mécanismes de croissance associés. Nous nous sommes appuyés conjointement sur des données expérimentales et numériques. Cette étude est l'objet du chapitre 5 et a conduit à un article en cours de rédaction pour une publication dans *Journal of Fluid Mechanics* [12].

L'étape finale à consister à se focaliser sur les mécanismes mis en jeu dans la croissance des poches turbulentes selon la direction longitudinale. Pour cela, nous appliquons le même raisonnement que dans le cas de la croissance selon la direction transversale sauf que dans ce nouveau cas, les écoulements à grande échelle quadripolaires sont des freins à la croissance puisqu'ils sont orientés vers la poche elle-même. Après une étude des vitesses des fronts et des écoulements à grande échelle, nous analysons les champs de vitesse filtrés aux petites et grandes échelles. L'ensemble de l'étude est présentée dans le chapitre 6 et s'appuie sur des simulations numériques directes de croissance de poche turbulente.

Chapitre 1

Étude bibliographique

1.1 Régime transitionnel dans les écoulements cisailés

1.1.1 Transitions

Le Nombre de Reynolds

Les équations de Navier-Stokes permettent de décrire le mouvement des fluides. Pour un écoulement incompressible, elles peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.2)$$

avec $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)$ la vitesse, p la pression, ρ la densité du fluide considéré et ν sa viscosité cinématique. Ce système d'équations peut être adimensionné en définissant une longueur L et une vitesse U , typiques de l'écoulement. Les équations de Navier-Stokes deviennent alors :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.4)$$

Les équations (1.4) de bilan de quantité de mouvement font apparaître un nombre sans dimension, le nombre de Reynolds. Il est défini par la relation $Re = UL/\nu$. Le nombre de Reynolds correspond au rapport entre les effets convectifs et diffusifs et est donc un paramètre naturel pour caractériser l'état d'un écoulement. A bas nombre de Reynolds, l'équation (1.4) est linéaire et l'écoulement est laminaire. Quand le nombre de

Reynolds augmente, les écoulements se complexifient en passant de l'état laminaire à celui de complètement turbulent. Ce passage de l'état laminaire à l'état turbulent peut s'avérer être un processus compliqué et il demeure aujourd'hui partiellement compris.

Transitions à la turbulence

Pour une partie des écoulements, la transition à la turbulence peut être prédite et expliquée en utilisant une analyse de stabilité linéaire. Le principe de l'analyse de stabilité linéaire est de définir un état de base et de chercher à identifier les régimes où l'écoulement revient à son état de base ou non, après une perturbation infinitésimale. On peut ainsi étudier la stabilité de la solution laminaire vis-à-vis de perturbations infinitésimales. Cela permet alors de prédire, pour quelle valeur du paramètre de contrôle (typiquement le nombre de Reynolds), la solution laminaire devient instable et l'écoulement bascule dans un nouvel état plus complexe. Le passage de l'écoulement laminaire à l'écoulement turbulent peut ainsi se faire via une succession de bifurcations où de nouveaux états apparaissent jusqu'à finalement atteindre l'état turbulent. Ce scénario de transition à la turbulence correspond à une transition super-critique. Cette transition se produit pour la classe des écoulements cisailés libres, pour l'écoulement de Taylor-Couette lorsque uniquement le cylindre intérieur est en rotation. Un écoulement soumis à la convection de Rayleigh-Bénard est également un exemple classique où la transition à la turbulence se fait de manière super-critique. Ici, le paramètre de contrôle est le gradient de température appliqué au fluide. Ce type de transition est bien compris dans le contexte d'une analyse de stabilité linéaire.

Il existe une autre classe d'écoulements pour lesquels la transition à la turbulence advient de façon plus brutale et l'analyse de stabilité linéaire échoue à la prédire. En effet, dans ce cas, l'analyse de stabilité linéaire prédit que l'état laminaire est stable jusqu'à un nombre de Reynolds critique Re_c . Or, pour tous les écoulements appartenant à cette seconde classe, la turbulence est observée pour des nombres de Reynolds inférieurs au nombre de Reynolds critique Re_c . Cette transition est observable pour la plupart des écoulements cisailés de parois. Sur la figure 1.1 sont schématisés l'écoulement de Couette plan (figure 1.1a) où advient un cisaillement pur sans advection, l'écoulement de Taylor-Couette (figure 1.1b), l'écoulement d'Hagen Poiseuille (figure 1.1c) correspondant à du cisaillement dans une conduite à section circulaire et l'écoulement de Poiseuille plan (1.1d) où la section de la conduite est rectangulaire. Pour tous ces écoulements, le nombre de Reynolds critique Re_c prédit par l'analyse de stabilité linéaire n'est pas suffisant pour caractériser la transition et il est donc nécessaire de définir d'autres nombres de Reynolds seuils.

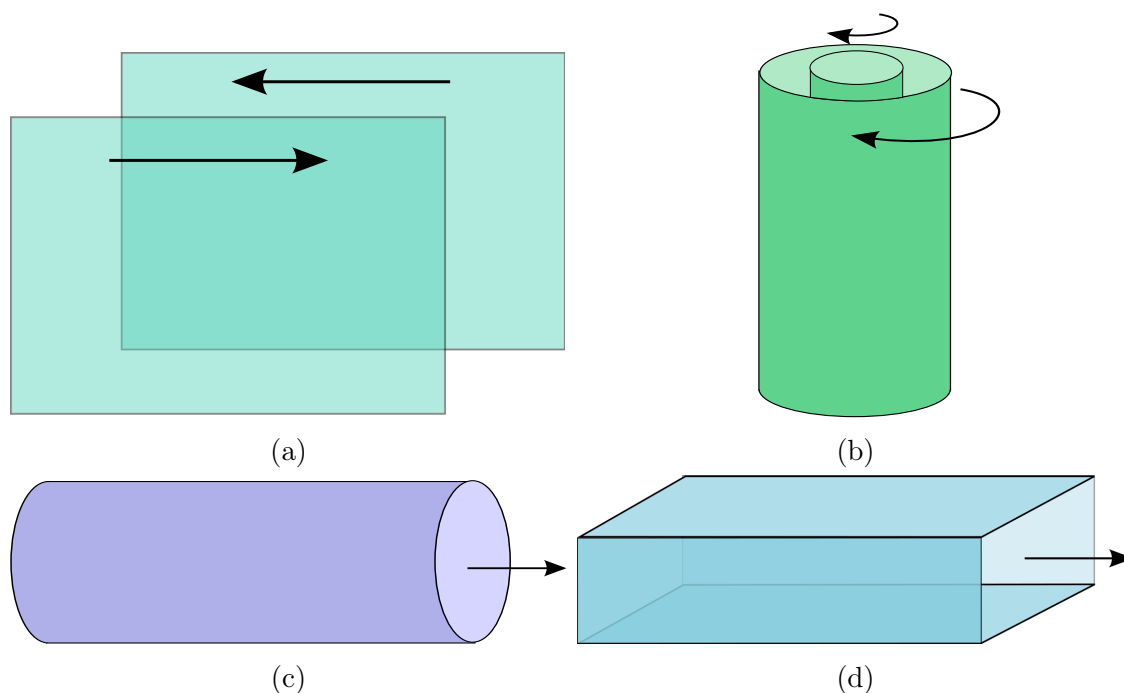


FIGURE 1.1: Schémas des écoulements cisailés typiques et siège d'une transition à la turbulence sous-critique : écoulement de Couette plan : cisaillement pur sans advection (a), écoulement de Taylor-Couette (b), écoulement d'Hagen-Poiseuille ou écoulement dans une conduite à section circulaire (c) écoulement de Poiseuille plan ou écoulement dans une conduite à section rectangulaire. Les écoulements (c) et (d) sont induits par un gradient de pression.

1.1.2 Les seuils de transition

En analyse de stabilité linéaire, on cherche à identifier les régimes où l'écoulement revient à son état de base ou non, après une perturbation infinitésimale. Dans le même état d'esprit, Re_g correspond à un seuil en dessous duquel toute perturbation, indépendamment de sa forme ou de son amplitude, décroît asymptotiquement. L'écoulement retourne alors à son état de base correspondant à l'état laminaire. Le cas $Re_g = Re_c$ correspond à une transition super-critique. Nous nous focalisons ici sur le cas où ces deux valeurs ne coïncident pas. Il existe alors une gamme de nombres de Reynolds où la coexistence des états laminaires et turbulents est possible.

Dans l'écoulement de Poiseuille plan, Carlson *et al.* [6] ont réalisé des visualisations de l'écoulement perturbé artificiellement. Que l'écoulement soit perturbé ou pas, l'écoulement devient turbulent à $Re = 1000$. Pour l'écoulement de Poiseuille cylindrique, une bouffée initiale de turbulence peut, soit survivre sur des temps longs avant de se dissiper, soit

s'étendre via une scission ou une diffusion. Également dans un écoulement de Poiseuille cylindrique, Avila *et al.* [2] montrent que les temps moyens de relaminarisation ou de scission sont égaux en $Re = 2036$. Ce seuil peut être vu comme un équivalent de Re_g puisqu'il délimite la frontière entre une gamme de Re ($Re \leq 2036$) où la turbulence est transitoire et une gamme de ($Re \geq 2036$) où la turbulence est maintenue.

Dans l'écoulement de Couette plan, l'établissement des seuils et du diagramme de transition a été le sujet d'une série de travaux depuis le début des années 90. x , y et z sont respectivement les directions longitudinale, normale aux parois et transversale et U_x , U_y et U_z sont les composantes de vitesses associées. Le plan $y = 0$ correspond au plan se trouvant à la demi-distance entre les deux parois. L_x , $2h$, L_z les dimensions du domaine selon, respectivement, la direction longitudinale, normale aux plans cisailés et transversale. $\Gamma_x = L_x/2h$ et $\Gamma_z = L_z/2h$ sont les rapports d'aspect selon la direction longitudinale et transversale. h correspond à la demi-distance entre les deux parois cisailées.

A l'aide de simulations numériques directes de l'écoulement de Couette plan ($\Gamma_x = 64$, $\Gamma_z = 32$), Lundbladh & Johansson [48] ont fait varier le nombre de Reynolds entre 300 et 1500 pour déterminer le nombre de Reynolds le plus faible pour lequel une région turbulente peut survivre. Ils ont trouvé que pour un nombre de Reynolds de 375, les poches turbulentes issues de la perturbation peuvent exister et se maintenir mais que ce n'est pas le cas pour un nombre de Reynolds de 350. Ils ont donc proposé un nombre de Reynolds compris entre ces deux valeurs comme seuil de transition. A $Re = 375$, la poche turbulente reste de taille modérée après $90h/U$. De ce fait, ils ont estimé que le plus bas nombre de Reynolds pour lequel des poches turbulentes peuvent être maintenues est légèrement inférieur à 375. Pour déterminer une valeur seuil de Re , Tillmark & Alfredsson [64] se sont appuyés sur un montage expérimental de Couette plan ($L_y = 2h = 10$ mm, $\Gamma_x = 15$, $\Gamma_z = 3.6$). Ils ont réalisé des expériences où l'état initial comporte de la turbulence (poche turbulente ou turbulence pleinement développée) et ont diminué le nombre de Reynolds jusqu'à ce que la totalité de la turbulence disparaisse. Ils ont également réalisé des expériences où l'écoulement est initialement au repos et le nombre de Reynolds est augmenté par petits pas jusqu'à ce que l'écoulement devienne turbulent. Dans ce cas, la turbulence apparaît sur les bords transversaux de l'expérience à cause de perturbations qui s'y développent et qui atteignent finalement la partie de l'expérience où l'écoulement de Couette plan est réalisé. Par les deux méthodes, ils ont trouvé un seuil pour $Re = 360 \pm 10$ correspondant au plus bas nombre de Reynolds pour lequel la turbulence peut se maintenir. Pour ce nombre de Reynolds transitionnel, la zone où l'écoulement est turbulent évolue continuellement et a un comportement non prévisible. Ils ont par exemple observé une poche turbulente se maintenant pendant 20 minutes avant de finalement relaminariser. Grâce à une expérience reproduisant l'expérience de Couette plan ($L_y = 5$ mm, $\Gamma_x = 100$, $\Gamma_z = 20$), Malerud *et al.* [49] ont mesuré la densité de probabilité de chaque composante de vitesse par spectroscopie à corrélation de photons (HCS). Autour de $Re = 370$, de grandes

fluctuations de vitesse sont observées, que l'écoulement soit initialement perturbé ou pas. A l'aide d'un autre montage expérimental de Couette plan ($L_y = 7$ mm, $\Gamma_x = 285$, $\Gamma_z = 70$), Daviaud *et al.* [17] ont à leur tour entrepris de déterminer un Re critique en perturbant l'écoulement grâce à un jet d'eau normal aux parois. Pour cette forme de perturbation donnée, la poche turbulente engendrée relaxe rapidement en dessous de $Re = 370$. Dauchot & Daviaud [15] ont ensuite déterminé l'amplitude critique de perturbation en-dessous de laquelle une poche relaxe après une période de croissance transitoire et au-dessus de laquelle la poche croît et survit durant des temps longs comparés aux temps typiques de la croissance. Un nombre de Reynolds critique où aucune perturbation ne déstabilise l'écoulement est trouvé pour $Re = 325$. Des expériences de trempes (baisse brusque de Re) et de croissance de poche turbulente amènent Bottin *et al.* [5] à estimer un nombre de Reynolds seuil de 323. Numériquement, Duguet *et al.* [24] sondent les seuils en utilisant un bruit blanc et trouvent un nombre de Reynolds seuil de 324.

Une seconde valeur critique Re_t est définie comme le seuil au-dessus duquel l'écoulement est observé uniformément turbulent. Daviaud *et al.* [17] trouvent $Re_t = 450$. Prigent *et al.* [56] affinent l'évaluation de cette valeur en utilisant la même expérience mais avec un rapport d'aspect plus élevé et fournissent une valeur de seuil $Re = 415$ qui correspond au nombre de Reynolds maximum pour lequel les bandes peuvent être observées.

On note la large gamme de nombres de Reynolds seuils proposées. L'écoulement présente une grande sensibilité vis à vis de la forme et de l'amplitude de la perturbation appliquée et donc également vis à vis du bruit propre à chaque montage. La détermination de seuils universels reste ainsi une entreprise particulièrement ardue.

1.2 Chaos temporel et petites échelles

La phénoménologie de la transition à la turbulence est fortement dépendante de la taille du domaine dans lequel l'écoulement est étudié. D'un côté, la formation de motifs laminaire-turbulent est observée dans les écoulements de parois cisailés ayant des grands apports d'aspects c'est à dire quand les dimensions longitudinale et transversale, L_x et L_z , sont grandes par rapport à la dimension selon la direction normale au plan, L_y . Cette coexistence organisée a été découverte par Coles & Van Atta [10] dans la géométrie de Taylor-Couette puis observée et étudiée dans une large variété d'écoulements. Ces études sont détaillées dans la partie 1.3. D'un autre côté, de nombreuses études théoriques et numériques se sont concentrées sur des domaines avec des faibles rapports d'aspect et des conditions aux limites périodiques.

1.2.1 MFU

La Minimal Flow Unit (MFU) correspond à un domaine avec des conditions aux limites périodiques dont les dimensions sont celles minimales pour permettre un maintien de la

turbulence pour un écoulement de paroi. Son existence a été mise en évidence par Jiménez & Moin [41] qui ont effectué des DNS pour différentes tailles de domaines et ont trouvé une taille en-dessous de laquelle la turbulence ne peut se maintenir et cela indépendamment du nombre de Reynolds. La MFU présente l'intérêt d'être le cadre idéal pour comprendre les mécanismes permettant l'apparition et le maintien de la turbulence. Elle est encore largement utilisée par une large communauté pour, par exemple, chercher des solutions non triviales des équations de Navier-Stokes. Nous ne rapporterons que très succinctement ces travaux. La revue de Manneville [50], sur laquelle nous nous sommes appuyés, détaille l'ensemble des approches présentées dans les prochains paragraphes et les travaux qui y sont associés.

1.2.2 Approche linéaire

Une analyse de stabilité linéaire classique échouant à prédire les seuils de transition à la turbulence, plusieurs équipes ont tenté une étude de stabilité non modale du système. Ellingsen & Palm [25] ont montré qu'une perturbation 3D pouvait mener à une instabilité non modale. L'idée est de conserver un problème linéarisé mais de réaliser une projection sur des modes non normaux. Des perturbations infinitésimales peuvent alors croître à temps fini. De ce fait, une amplification transitoire de l'énergie est observable du fait d'un opérateur de stabilité linéaire non normal. Des perturbations optimales dont l'amplitude est minimale et qui vont déstabiliser le système peuvent alors être définies. On peut se reporter à la revue de Schmid [59] pour avoir plus de détails.

Cette approche a permis de mettre en évidence l'effet *lift-up*. Le principe de cet effet est qu'une perturbation de la forme de tourbillons longitudinaux est une perturbation optimale 3D qui va mener à la formation de stries de vitesse (alternance de zones de basse et haute vitesse par rapport à l'écoulement moyen). Ce mécanisme est fondamental puisqu'il permet la formation des stries de vitesse, ingrédient clef de la turbulence de paroi.

Cependant cette approche néglige totalement par nature les aspects non linéaires et on peut alors critiquer l'absence de cet élément intrinsèque à la turbulence. Dans son étude intitulée "*Non-Linear Normality vs. Non-Normal Linearity*" [70], Waleffe souligne l'insuffisance et les limites des travaux uniquement basés sur le concept d'opérateurs linéaires pour expliquer la transition à la turbulence. A l'aide d'un écoulement modèle, il montre qu'une linéarisation autour de l'état laminaire ne permet pas de prédire les conditions initiales permettant une transition à la turbulence. Il souligne que la non normalité de l'opérateur linéaire est principalement un argument pour abandonner les méthodes de linéarisation autour de l'état laminaire.

1.2.3 Processus d'auto entretien

Waleffe *et al.* [34, 70, 71] proposent un nouveau mécanisme non linéaire qui va, lui, redistribuer l'énergie et permettre le maintien de la turbulence. Ils suggèrent alors un processus d'auto-entretien de la turbulence pour les écoulements de parois. Il peut se décomposer en trois étapes :

1. les tourbillons longitudinaux permettent la formation de stries via une advection linéaire (mécanisme de *lift-up*)
2. les stries se déstabilisent via une instabilité, ce qui va avoir pour conséquence une dépendance de l'écoulement selon la direction longitudinale.
3. de cette modulation, les tourbillons se régénèrent via une interaction non linéaire.

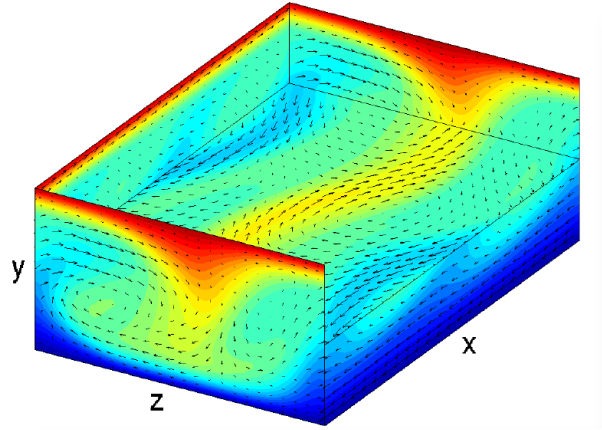


FIGURE 1.2: Instantané de champs de vitesse (U_x, U_y, U_z) (flèches) pour un écoulement turbulent de Couette plan dans une cellule périodique de taille $(7\pi/4 \times 2 \times 6\pi/5)$ Hamilton *et al.* [34]. En couleur est représentée la vitesse longitudinale U_x ; le bleu/rouge indique $U_x \pm 1$, le vert $U_x = 0$. Simulations numériques et visualisation issues de Gibson *et al.* [29]

Les différents ingrédients du mécanisme d'auto-entretien sont visibles sur la figure 1.2 où la vitesse longitudinale est tracée dans différents plans d'un domaine de taille MFU pour un écoulement de Couette turbulent. Waleffe [70, 71] lie ce processus aux équations de Navier-Stokes à l'aide d'une projection sur des modes de Galerkin.

1.2.4 Solutions non triviales des équations de Navier-Stokes

Nagata [54] détecte la première solution exacte des équations de Navier-Stokes. Il a trouvé un état non trivial stable dans l'écoulement de Couette plan grâce à la technique de déformation continue en partant des tourbillons de Taylor dans l'écoulement de Couette

cylindrique. La même solution a été obtenue par Clever & Busse [8, 9] qui sont, eux, partis d’une cellule de convection thermique soumis à un cisaillement. La seconde méthode pour approcher ces états a été introduite par Kawahara & Kida [42]. Ils utilisent des DNS pour chercher des trajectoires récurrentes qu’ils affinent en utilisant des itérations de Newton jusqu’à obtenir des trajectoires périodiques. Depuis, de nombreuses autres solutions ont été trouvées en utilisant ces deux stratégies et ce, dans différents écoulements de parois et dans des domaines de la taille ou de l’ordre de grandeur de la MFU. Une partie des solutions trouvées correspondent à des états stables [54, 33, 74], d’autres à des *travelling waves* [73, 40, 26, 75, 58] ou à des orbites périodiques [42, 69, 21]. Gibson *et al* [31] détaillent une large partie des solutions non triviales trouvées.

Toutes ces solutions se comportent comme des attracteurs relatifs. Elles sont instables selon un certain nombre de directions dans l’espace des phases et stables pour les autres directions. Dans des domaines plus grands, elles ne peuvent pas être observables mais on peut s’attendre à voir de manière transitoire des structures cohérentes qui leur ressemblent. Ainsi, une des justifications pour rechercher toutes ces solutions est qu’elles peuvent être des trajectoires typiques autour desquelles se construit le chaos. La force de la MFU est qu’elle permet d’isoler ces différentes solutions.

1.2.5 Solutions non triviales à la frontière laminaire-turbulent

Certaines de ces solutions [40, 61, 43] appelées *edges states* se situent à la frontière entre le bassin d’attraction de l’état laminaire et celui de l’état turbulent dans l’espace des phases associé et se comportent comme des attracteurs relatifs. L’ensemble de ces solutions ont été trouvées dans des domaines dont la taille est de l’ordre de grandeur de la MFU.

Duguet *et al* [23] ont réussi à trouver une solution localisée dans un écoulement de Couette plan dans un domaine de taille d’un ordre de grandeur au dessus de celle de la MFU. Le concept de MFU est pertinent pour isoler des mécanismes et des solutions mais il implique un domaine fortement confiné avec une évolution uniquement temporelle. Étendre les systèmes à des grands domaines permet un possible chaos spatio-temporel et l’étude de la coexistence des écoulements turbulents et laminaires qui est une des caractéristiques fortes de la transition sous-critique.

1.3 Motifs de bandes

1.3.1 D’une dynamique temporelle à une dynamique spatio-temporelle

Du chaos temporel qui se développe en MFU, on peut passer au chaos spatio-temporel qui apparaît dans des domaines aux rapports d’aspects plus grands. Le changement

de phénoménologie induit par le changement de taille de domaine a fait le sujet d'une étude détaillée dans l'écoulement de Couette plan réalisée par Philip & Manneville [55]. Pour différentes tailles de domaine, ils ont réalisé des simulations numériques directes où, partant d'un état initial turbulent, le nombre de Reynolds est diminué. Ils ont alors observé et analysé l'état de l'écoulement résultant de cette baisse de Re . Ils ont proposé une conjecture d'un diagramme de bifurcation connectant les domaines de taille MFU dans lesquels la dynamique est temporelle aux systèmes de rapports d'aspect plus élevés où la dynamique est spatiotemporelle et où des motifs de bandes sont observables. Ce diagramme est reproduit sur la figure 1.3.

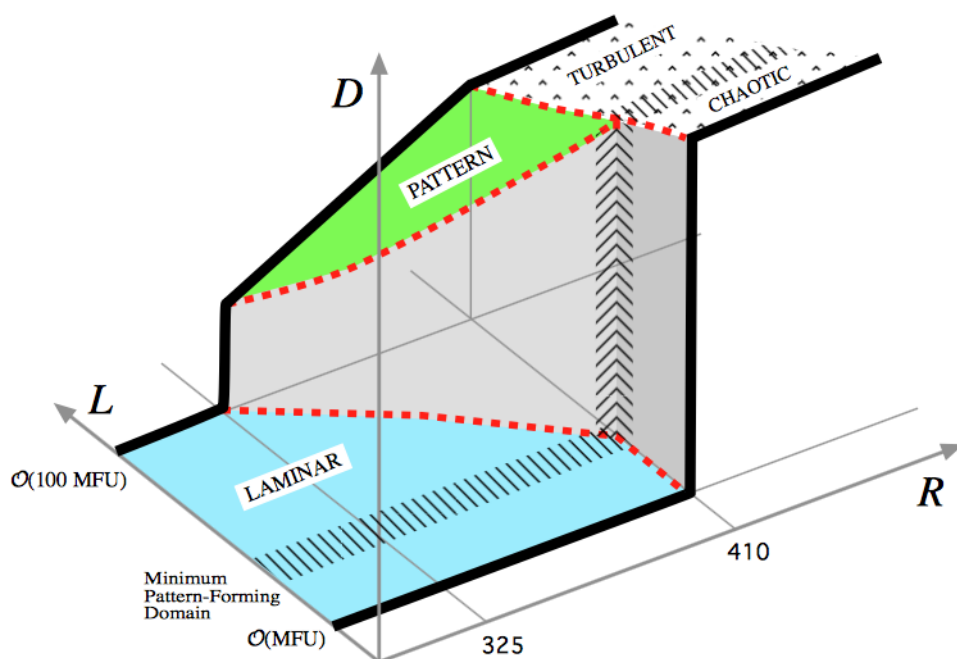


FIGURE 1.3: Diagramme de bifurcation attendu dans l'écoulement de Couette plan avec R le nombre de Reynolds, D une mesure de la distance à l'écoulement laminaire et L la longueur caractéristique du domaine selon la direction latérale.

L'un des éléments notables des écoulements cisailés transitionnels dans des domaines à grands rapports d'aspects est la formation de motifs de bandes laminaires-turbulentes.

1.3.2 Dans l'écoulement de Taylor-Couette

Ce motif a été observé pour la première fois expérimentalement par Coles & Van Atta [10] dans la géométrie de Taylor-Couette. Ils y font référence en le nommant spirale

turbulente. Ce motif peut être observé lorsque les deux cylindres du montage de Taylor-Couette tournent dans des directions opposées et à des vitesses spécifiques. Cette spirale est à nouveau observée par Andereck *et al.* [1], Hegseth *et al.* [37] et Goharzadeh & Mutabazi [32].

Cette coexistence laminaire-turbulent se caractérise par une forme d’hélice. Prigent *et al.* [57, 56] ont également observé cette spirale turbulente dans une géométrie à plus grand rapport d’aspect. Cela leur a permis d’observer un motif plus régulier et un nombre plus élevé de bandes (10 à 15 contre seulement une ou deux bandes dans les études antérieures). La spirale turbulente a été retrouvée dans plusieurs simulations numériques dont celles de Dong [18, 19] et de Meseguer *et al.* [52].

1.3.3 Dans l’écoulement de Couette plan

Prigent *et al.* [57] ont de plus mis en évidence l’existence d’un motif similaire pour l’écoulement de Couette plan dans un domaine à grand rapport d’aspect. Ce motif consiste en une alternance de bandes laminaires et turbulentes inclinées et stationnaires visibles sur la figure 1.4.

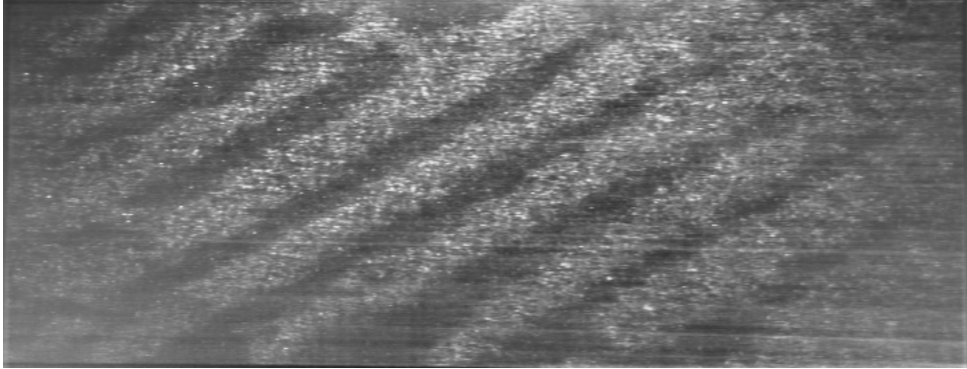


FIGURE 1.4: Motif de bandes laminaires-turbulentes dans un écoulement de Couette plan expérimental à $Re = 358$. Photographie tirée de la thèse de Prigent [56].

Barkley & Tuckerman [3] ont observé pour la première fois des motifs laminaires-turbulents dans des simulations numériques de Couette plan. Ils utilisent un domaine incliné permettant d’avoir une seule direction longue le long du vecteur d’onde du motif et les autres directions de taille minimale. La coexistence laminaire-turbulent est observable via trois états possibles ; un périodique, un localisé et un intermittent. Tuckerman & Barkley [67] proposent également une relation entre Re et la longueur d’onde du motif λ et l’angle du motif θ :

$$\frac{Re \times \sin(\theta)}{\pi \times \lambda} = O(1) \quad (1.5)$$

Cette équation permet de donner un ordre de grandeur entre Re , λ et θ et est basée sur une équation d'équilibre entre une estimation du terme non linéaire et une approximation du terme visqueux.

Duguet *et al.* [24] ont étudié la formation des bandes en utilisant des simulations numériques dans un domaine étendu. Ceci présente l'avantage de ne pas contraindre fortement les angles et les longueurs d'ondes des bandes laminaires-turbulentes observées. Dans cette étude, ces dernières apparaissent à partir de $Re = 324$. Ils ont également utilisé des domaines petits et aux conditions aux limites périodiques. Ils ont observés qu'un angle spécifique $\theta \sim 40^\circ$ était choisi par le système pendant la première phase de la croissance de la bande turbulente lorsque l'amplitude de la perturbation est proche de l'amplitude critique. Au-dessus du seuil, les bandes sont observées avec des angles compris dans une gamme allant de 20° à 70° .

1.3.4 Dans les autres écoulements cisailés

L'observation de bandes laminaires-turbulentes dans l'écoulement de Couette plan a amené différentes équipes à chercher de tels motifs dans d'autres écoulements. Cros & Le Gal [14] l'ont observé dans une géométrie de rotor-stator, Hashimoto [35], Tshukahara *et al.* [66] et Tuckerman *et al.* [68] dans l'écoulement de Poiseuille plan. Très récemment Chantry *et al.* [7] ont également observé des bandes dans un écoulement plan cisailé mais sans paroi ouvrant une possible observation du motif à toute une nouvelle classe d'écoulements.

Dans l'ensemble de ces écoulements, l'interface laminaire-turbulent est oblique avec une longueur d'onde du motif comparable d'un écoulement à un autre. Malgré cette universalité observée dans les écoulements cisailés, l'établissement et le maintien de ce motif à grande échelle ne sont jusqu'à maintenant que très peu compris.

1.4 Écoulements aux grandes échelles

L'une des difficultés du régime transitionnel dans les écoulements de parois est la présence d'une dynamique multi-échelles. Que ce soit dans le cas simple d'une poche turbulente ou dans une configuration de motif laminaire-turbulent organisé, du type des bandes obliques observées dans l'écoulement de Couette plan, deux échelles caractéristiques ressortent. D'une part, une dynamique est observable à "petite" échelle qui correspond à l'échelle de la MFU. A cette échelle, l'apparition et le maintien de la turbulence ont déjà été évoqués mais des structures à grande échelle existent également. Nous allons détailler dans le paragraphe suivant une partie des travaux réalisés sur cet aspect.

Plusieurs études numériques et expérimentales se sont penchées sur les écoulements à grande échelle qui apparaissent lorsque écoulement laminaire et écoulement turbulent coexistent. Lundbladh & Johansson [48] ont réalisé des simulations numériques directes

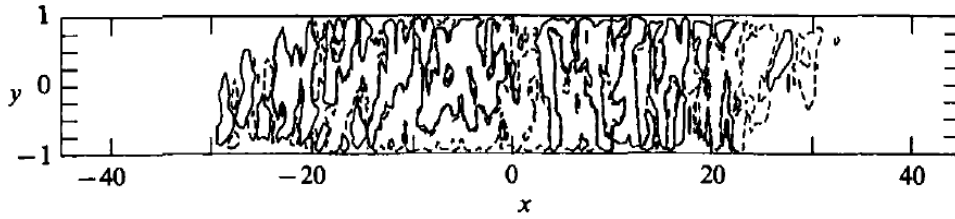


FIGURE 1.5: Coupe révélant le surplomb au niveau des bords longitudinaux d'une poche turbulente issue de l'étude de Lundbladh & Johansson [48]. Contours (± 0.2) de U_y , vitesse transversale aux parois dans le plan médian (x,y) à $t = 50 h/U$ et pour $Re = 1500$.

de l'écoulement de Couette plan où une perturbation est localisée au centre du domaine et est composée de tourbillons qui perturbent le profil laminaire. Ils ont observé que cette perturbation donne naissance à une poche turbulente qui peut envahir l'écoulement pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés. La topologie de l'écoulement durant la phase de croissance de la poche turbulente met en évidence la présence d'un écoulement à grande échelle en bordure de poche. Ils ont également constaté une zone de surplomb de la turbulence sur les bords longitudinaux de la poche. En effet, ils ont observé une zone centrale en x où la poche occupe la totalité de l'entrefer entre les deux parois. En revanche, sur ses bords longitudinaux, l'épaisseur de la poche varie : d'un côté (bords en x négatif) la turbulence n'occupe que la demi-épaisseur selon les y négatifs et de l'autre côté (bords en x positif) elle n'occupe que la demi-épaisseur selon les y positifs.

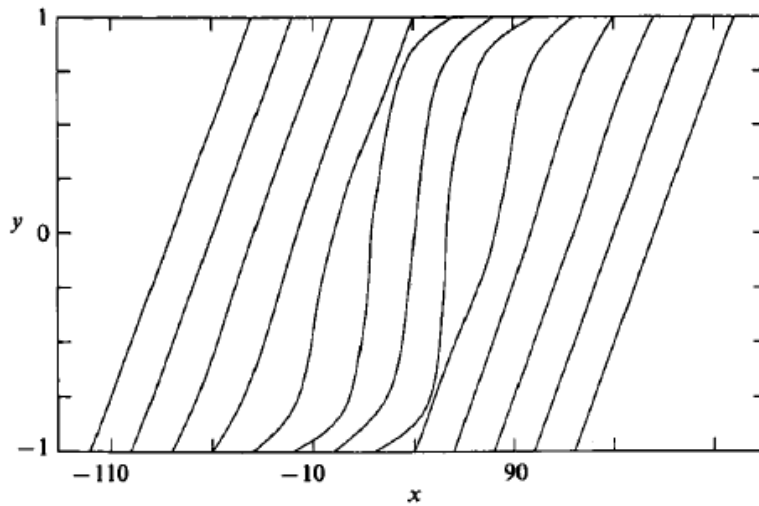


FIGURE 1.6: Profil de vitesse filtré pour différentes positions longitudinales à $t = 160 h/U$ et pour $Re = 750$. Figure issue de l'étude de Lundbladh & Johansson [48].

Un argument basé sur la conservation du débit leur a permis de justifier la présence de cet écoulement. Si l'on moyenne les profils de vitesse visibles sur la figure 1.6 selon y , là où l'on observe un surplomb de la turbulence, il reste une composante non nulle de la vitesse longitudinale du fait de la non symétrie du profil. Pour le surplomb en $x < 0$, la vitesse moyennée en y , $\langle U_x \rangle_y$, est négative et pour le surplomb en $x > 0$, la vitesse moyennée en y , $\langle U_x \rangle_y$, est positive. En dehors des zones de surplombs, on retrouve des profils symétriques soit complètement laminaire soit complètement turbulent et donc $\langle U_x \rangle_y$ nulle. On obtient donc :

$$\frac{\partial \langle U_x \rangle_y}{\partial x} \neq 0 \quad (1.6)$$

Puisqu'il y a un débit entrant vers la poche selon la direction longitudinale, par conservation du débit, on va retrouver un débit sortant pour la composante de vitesse transversale selon la direction transversale, i.e :

$$\frac{\partial \langle U_z \rangle_y}{\partial z} \neq 0 \quad (1.7)$$

Cet argument permet donc d'expliquer la topologie des écoulements à grande échelle, où l'on observe du flux rentrant à l'intérieur de la poche selon la direction longitudinale et du flux sortant de la poche selon la direction transversale.

Schumacher & Eckhardt [62] ont étudié l'évolution de poches turbulentes dans un écoulement entraîné par une force volumique avec des conditions de non glissement sur les parois en mouvement. Entre l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent, ils ont eux aussi observé un écoulement à grande échelle induit par la présence de la poche turbulente. Des ondes ont été observées en bordure de poche. Trois vitesses (vitesse du front, vitesse de flux vers l'extérieur et vitesse de phase des rouleaux longitudinaux) sont identifiées mais aucune relation les liant n'est trouvée. Leur étude les a amené à un paradoxe. D'une part, ils ont en effet constaté que les écoulements à grande échelle ne semblent pas primordiaux puisque la poche croît, que le profil initial, auquel sont rajoutés les écoulements à grande échelle, soit sujet ou non à l'instabilité linéaire. Dans le cas où l'instabilité linéaire est possible, le taux de croissance associé à ce processus reste cependant inférieur au taux de croissance de la poche turbulente. D'autre part, lorsqu'ils ont supprimé les écoulements à grande échelle, la poche turbulente ne croît pas, ce qui laisse croire que ces derniers interviennent dans le processus de croissance.

A l'aide de simulations numériques d'un modèle de l'écoulement de Couette plan, Lagha & Manneville [44] observent des poches dont l'intérieur est composé de fluctuations de vitesse à petite échelle et des écoulements à grande échelle remplissant toute l'épaisseur de l'interstice/écart entre les deux parois. Les tenseurs de Reynolds sont proposés comme étant à l'origine des recirculations.

En se basant sur une hypothèse de séparation d'échelles entre les petites et les grandes échelles, Duguet & Schlatter [22] ont montré de manière analytique que l'interface laminaire-turbulent est toujours oblique. Ils ont retrouvé que la différence de débit longitudinal aux

bords des poches génère des écoulements à grande échelle avec une composante transversale non nulle. Ils ont alors proposé un mécanisme où l'advection des fluctuations turbulentes aux petites échelles par les écoulements à grande échelle a pour conséquence une distorsion de la forme de la zone turbulente. Ceci peut expliquer l'orientation oblique de la poche turbulente durant sa croissance. Les écoulements à grande échelle s'avèrent également présents lorsque le motif de bandes laminaire-turbulent est observé.

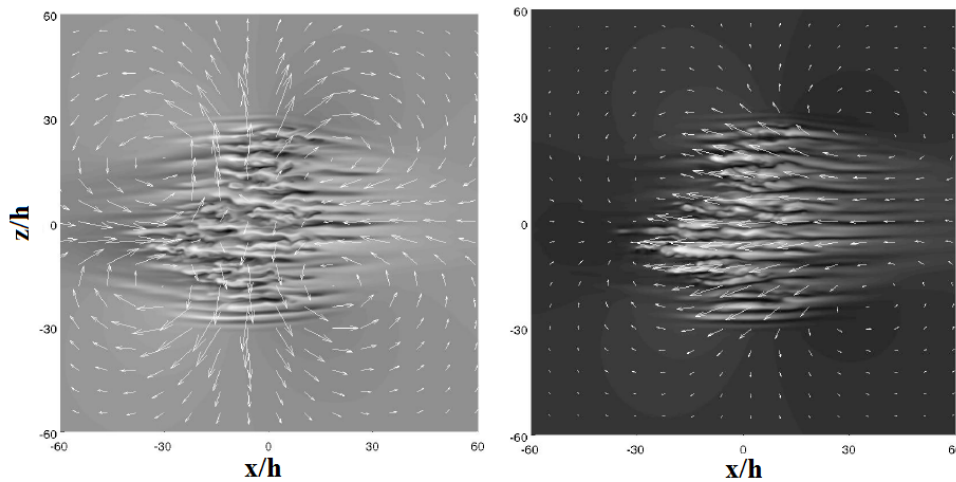


FIGURE 1.7: Coupes dans le plan $y = 0$ (gauche) et $y/h = 0.882$ (droite) révélant la structure quadripolaire des écoulements à grande échelle issue de Duguet & Schlatter [22].

Les récents travaux expérimentaux de Lemoult *et al.* [46] ont permis de suivre une bouffée turbulente dans un écoulement de conduite rectangulaire. En s'appuyant sur des mesures de vitesse par PIV, ils ont montré que l'écoulement peut être décomposé en une partie à grande échelle qui consiste en un quadripôle asymétrique centré sur la bouffée et une partie à petite échelle qui consiste en des stries de vitesse longitudinale. Lemoult *et al.* [47] ont également observé la topologie des écoulements à grande échelle selon la direction normale au plan. La structure tridimensionnelle de cet écoulement suggère une superposition de deux dipôles, l'un centré sur l'aval et le centre de la bouffée et l'autre centré sur l'amont et situé à proximité des parois.

L'ensemble de ces travaux a permis de mettre en avant la présence des écoulements à grande échelle et propose différentes hypothèses quant à leur rôle dans la coexistence laminaire-turbulent.

1.5 Les mécanismes de croissance

1.5.1 Couche limite et écoulement de Poiseuille plan

En se basant sur des travaux expérimentaux réalisés dans l'écoulement de couche limite, Gad-El-Hak *et al.* [27] suggèrent un mécanisme appelé "croissance par déstabilisation" pour expliquer le développement de la turbulence. Le principe est que la turbulence déstabilise la couche limite laminaire instable qui se trouve dans son voisinage.

Un autre mécanisme de croissance basé sur le piégeage d'ondes est proposé par Landahl [45]. Quand la vitesse de groupe d'une faible perturbation (primaire) est égale à la vitesse de phase d'une plus grande perturbation (secondaire), l'énergie des ondes se retrouve piégée et une "rupture" a lieu.

Dans l'écoulement de Poiseuille plan, Carlson *et al.* [6] ont réalisé des visualisations de l'écoulement perturbé artificiellement permettant d'étudier la croissance de bouffées turbulentes. Des ondes intenses sont visibles à l'arrière et l'avant des bouffées. Ces bouffées croissent avec un angle de 8° et lorsqu'elles atteignent une taille de $36h$ avec h le demi-diamètre du tube, elles se séparent en deux et cette séparation est accompagnée par l'apparition d'ondes nettement visibles.

Également dans l'écoulement de Poiseuille plan, Henningson & Alfredsson [39] ont mesuré à l'aide d'un fil chaud la vitesse des ondes situées sur les extrémités arrières de la bouffée turbulente. Ils ont trouvé une vitesse maximale pour des localisations proches des parois. Le profil de vitesse dans la direction transversale à la poche est moins stable que celui d'un écoulement non perturbé et une accélération du fluide est visible dans l'écoulement autour de l'arrière de la bouffée. En utilisant le raisonnement de Landahl, cette région où le fluide est accéléré peut être associée à une onde primaire et les ondes aux petites échelles de Tollmien-Schlichting à des ondes secondaires. Cependant les vitesses associées à ces ondes restent trop faibles par rapport à celles du front des bouffées turbulentes. La croissance de la bouffée ne peut être expliquée entièrement par ce mécanisme.

Lemoult *et al.* [46] ont suivi l'évolution temporelle de l'énergie associée aux stries et aux fluctuations de vitesse transversale associées à une bouffée turbulente dans l'écoulement de Poiseuille plan. Une première phase où la croissance est linéaire est suivie d'une seconde phase où, si le nombre de Reynolds est suffisamment élevé, la croissance est non linéaire. Ceci implique une déstabilisation des stries et une redistribution de l'énergie sur les modes longitudinaux. Ce transfert d'énergie suggère qu'au dessus d'un nombre de Reynolds seuil, il existe un mécanisme auto-entretenu dans la bouffée turbulente qui permet son maintien et son éventuelle croissance.

1.5.2 Croissance selon la direction transversale dans l'écoulement de Couette plan

Lundbladh & Johansson [48] ont trouvé numériquement une croissance transversale avec un taux qui augmente avec le nombre de Reynolds pour les bas Re et qui est constant pour les hauts Re lors de la croissance de la poche turbulente.

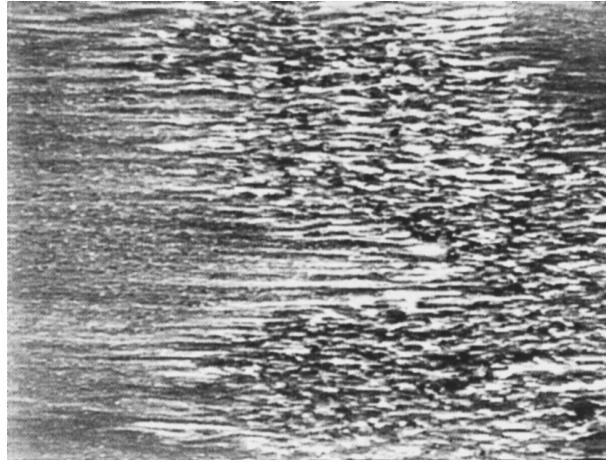


FIGURE 1.8: Visualisation de la coexistence laminaire-turbulent dans une expérience de Couette à $Re = 500$ dans un plan (x,y) . Photographie tirée de l'article d'Hegseth [36] .

Le suivi de l'évolution spatiotemporelle des poches turbulentes a permis à Daviaud *et al.* [17] d'observer des ondes en bord de poche. La longueur d'onde associée est $\sim 2h$ dans la direction transversale. En reprenant l'idée des travaux de Gad-El-Hak *et al.* [27] dans l'écoulement de couche limite, Dauchot & Daviaud [16] et Hegseth [36] proposent une croissance de la turbulence via une instabilité locale du profil laminaire modifié. Sur la figure 1.8 tirée de l'article d'Hegseth [36], les structures transitoires appelées ondes sont observables à la frontière de l'état laminaire et de l'état turbulent.

Tillmark [63] a mesuré par LDV l'évolution temporelle de la vitesse longitudinale et transversale le long de la ligne $x/h = 0$ centrée sur une poche qui croît. Une accélération de la vitesse transversale est observée en amont de la poche. Comme évoqué par Lundbladh & Johansson [48], il propose un scénario où des ondes créées par la turbulence apparaissent en bord de poche. Comme elles ont une vitesse inférieure à celles du front de la poche, elles pourraient être à l'origine de l'expansion de la poche par un processus de déstabilisation.

Dans le but d'isoler les ingrédients possibles pour permettre la croissance de la turbulence, Duguet *et al.* [20] ont étudié la croissance d'une poche turbulente dans un domaine étroit dans lequel la périodicité selon la direction longitudinale est atteinte à une longueur plus faible que l'extension longitudinale typique d'une poche turbulente. En réalisant cela, la recirculation à grande échelle est supprimée et les auteurs ont trouvé une croissance

stochastique résultant d'une compétition entre le retrait des stries et leur nucléation. Le taux de croissance associé est inférieur d'un ordre de grandeur à celui trouvé dans une configuration où les écoulements à grande échelle sont présents. Mais cette croissance stochastique peut tout de même être un des mécanismes mis en jeu pendant la croissance de la poche dans une configuration plus réaliste.

1.5.3 Croissance selon la direction longitudinale et forme de poche turbulente dans l'écoulement de Couette plan

Dans leurs simulations de croissance de poches turbulentes, Lundbladh & Johansson [48] ont observé, à temps court, une forme elliptique pour les poches à $Re = 375$ avec une élongation des stries plus marquée pour les Re plus élevés. A temps long, la forme des poches se rapproche plus d'un cercle. La longueur L et la largeur l de la poche augmentent pendant la croissance mais également lorsque le nombre de Reynolds d'évolution est augmenté. Le rapport d'aspect L/l de la poche augmente pendant un premier temps transitoire (entre 0 et $30 h/U$) puis diminue. Le ratio du taux de croissance dL/dl diminue à temps court puis tend vers 1 à temps long. Le taux de croissance moyen de la poche selon la direction transversale est comparable à celui trouvé selon la direction longitudinale.

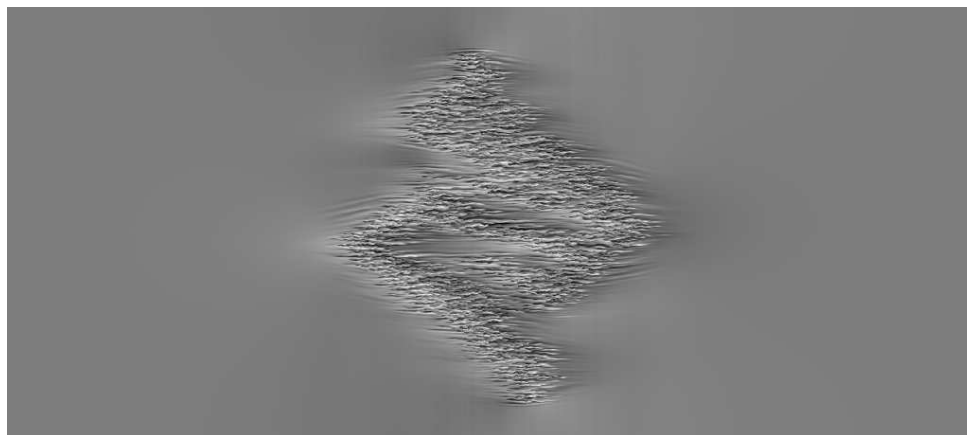


FIGURE 1.9: Poche turbulente dans un grand domaine dans le plan $y = 0$ à $Re = 350$. Instantané issu de Duguet *et al.* [24].

Duguet *et al.* [24] ont réalisé des simulations numériques dans un domaine de très grande extension ($800 \times 2 \times 356$) qui correspond environ à douze fois celui utilisé par Lundbladh & Johansson [48]. Duguet *et al.* ont pu observer la dynamique de poches turbulentes. A temps court, ils observent un comportement similaire à celui observé par les équipes précédentes (poche turbulente de forme elliptique). En revanche, à temps

plus long mais avant que les bords de la poche n'aient atteint les bords transversaux du domaine, un réseau de bandes obliques se forme comme on peut le voir sur la figure 1.9.

Chapitre 2

Matériel et méthodes

2.1 Description d'un montage expérimental de Couette plan

2.1.1 Le montage de Couette plan

Dispositif Le montage schématisé sur la figure 2.1 a été mis en place pour s'approcher de l'écoulement modèle de Couette plan qui se développe entre deux murs infinis parallèles entre eux. Ce dispositif expérimental de Couette plan, construit à l'ENSTA, est inspiré des montages de KTH [64] et du CEA-Saclay [17] où une unique courroie est mise en rotation. x , y et z et U_x , U_y et U_z sont respectivement les directions longitudinale, normale aux parois, transversale et les composantes de vitesses associées. Le plan $y = 0$ correspond au plan se trouvant à la demi-distance entre les deux parois. Une courroie en plastique d'épaisseur 0.25 mm fait le lien entre les deux cylindres principaux. L'un des deux cylindres, le cylindre maître, est connecté à un servomoteur brushless qui pilote le système via un réducteur avec un rapport de réduction de 9. Le moteur peut atteindre une vitesse maximale de 2500 tours par minute. Le moteur est contrôlé en vitesse et en accélération avec une bonne précision de 2/1000. Le moteur est disposé sur une structure indépendante de celle du montage de Couette pour assurer un découplage des structures. La cuve dans laquelle est placé l'ensemble du montage repose sur une plaque en marbre qui est elle-même placée sur des blocs de béton. Le cylindre maître est fixe alors que le cylindre esclave, visible sur la figure 2.2, peut être translaté selon l'axe x et s'incliner dans le plan (xOz). Quatre plus petits cylindres guident la courroie et peuvent être translattés selon la direction y normale à la paroi. Des cales de précision au dixième de millimètre sont placées entre chaque paire de cylindres pour choisir l'entrefer entre les deux cylindres constituant chacune des paires. Ceci permet alors d'ajuster de manière continue l'entrefer entre les deux parois qui bougent dans des directions opposées l'une par rapport à l'autre. L'ensemble des cylindres est en acier couvert de Néoprène et toutes

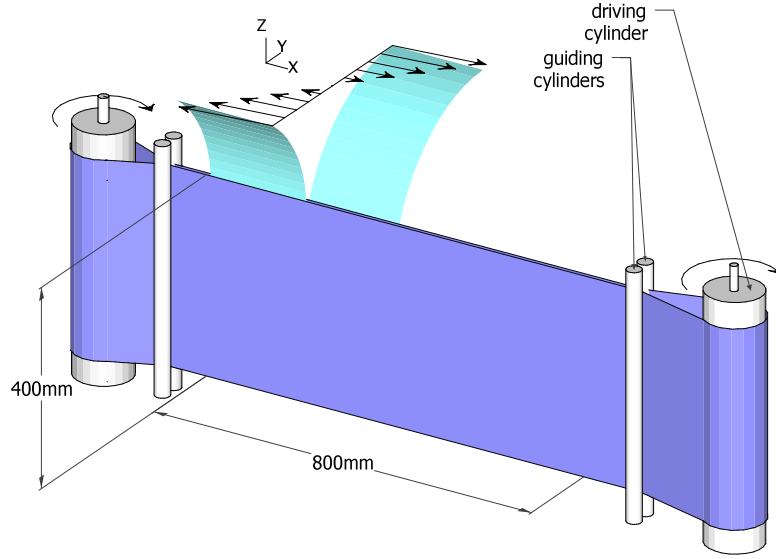


FIGURE 2.1: Schéma général du dispositif de Couette plan.

les pièces métalliques du montage sont en acier inoxydable. Les parois transparentes du montage, visibles sur la figure 2.2, sont en plexiglas sauf celles, au centre du montage où le profil de Couette est réalisé, qui sont des vitres en verre. La courroie avant et la vitre avant sont séparé par un film d'eau de quelques millimètres. Le montage est immergé dans une cuve remplie d'eau. La température de l'eau est évaluée grâce à un thermocouple avec une précision de 0.5° . La sonde est placée dans l'eau entre les cylindres de guidage et le cylindre maître. Nous avons au préalable vérifié que la température était uniforme dans l'ensemble de la cuve et que la position de la sonde dans la cuve n'affecte pas la mesure de température. Le nombre de Reynolds est défini comme $Re = Uh/\nu$, où ν est la viscosité cinématique de l'eau, U est la norme de vitesse des deux parois et h le demi-entrefer entre les deux faces de la courroie. Au vu des incertitudes de $2/1000$ pour U , de $0.1/8$ pour h et de $1.25/100$ pour $\nu(T)$, on estime le nombre de Reynolds avec une erreur relative de 2.7% . Dans la gamme de Re considéré ($300-400$), notre précision est donc de l'ordre de $\pm 5 Re$. La gamme totale de Re atteignable est de 0 à 590 au maximum (avec un entrefer de $2h = 7.5$ mm, une vitesse $U = 150$ mm/s et une température $T = 22^\circ$).

Sauf précision contraire, le travail présenté correspond à une configuration avec un entrefer de $2h = 7.5$ mm. Du fait de la géométrie de l'expérience, le profil de Couette plan est atteint dans un domaine de $L_x = 800$ mm (selon x) \times $L_z = 400$ mm (selon z). Le champ de visualisation est ajusté à ce domaine. Les rapports d'aspect correspondants sont $\Gamma_x = L_x/h = 107$ et $\Gamma_z = L_z/h = 53$.

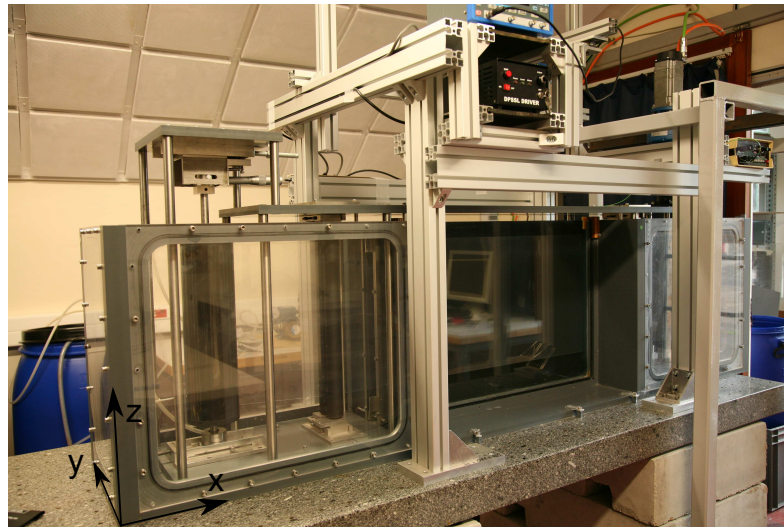


FIGURE 2.2: Photographie du montage expérimental de Couette plan. Dans la partie droite de la cuve, on reconnaît le cylindre esclave qui est contrôlé en translation et en rotation.

Difficultés Le montage de Couette plan est réputé difficile. Nous ne ferons pas une liste des difficultés rencontrées mais nous notons ici des améliorations faites par rapport aux montages précédents.

Refermer la courroie sur elle-même est une étape critique car quelle que soit la technique choisie, il est primordial que le raccord ne perturbe par l'écoulement, comme par exemple, lors de son passage au niveau des cylindres. Nous avons choisi de refermer la courroie avec du scotch simple face d'épaisseur 0.05 mm et de 140 mm de largeur. L'inconvénient de choisir un scotch avec une telle largeur est qu'il impacte les visualisations lors de son passage dans la fenêtre de visualisation. Pour les visualisations, nous nous efforçons de commencer une acquisition après le passage du scotch. L'avantage de ce scotch est sa faible épaisseur. En ce qui concerne les mesures PIV, nous utilisons un montage avec un filtre sur la caméra qui sera détaillé dans le paragraphe 2.1.3 et qui permet de ne pas être gêné par le passage du scotch dans le champ de visualisation. Avant d'appliquer le scotch, les deux extrémités de la courroie sont placées tangentes l'une par rapport à l'autre. Pour éviter la formation d'un jour lors de cette étape, la découpe de la courroie est réalisée en superposant ses deux extrémités et en les découpant en même temps. Une fois les deux extrémités de la courroie rapprochées, deux morceaux de scotch sont alors positionnés de part et d'autre de la courroie et ce sur toute la hauteur de la courroie (400 mm). Le milieu du scotch est centré sur le raccord des deux extrémités de la courroie. La mise en place du scotch est une étape critique car elle se réalise à l'intérieur de la cuve. Ceci nécessite donc une vidange de la cuve et l'accès à l'intérieur de celle-ci est assez réduit. La mise en

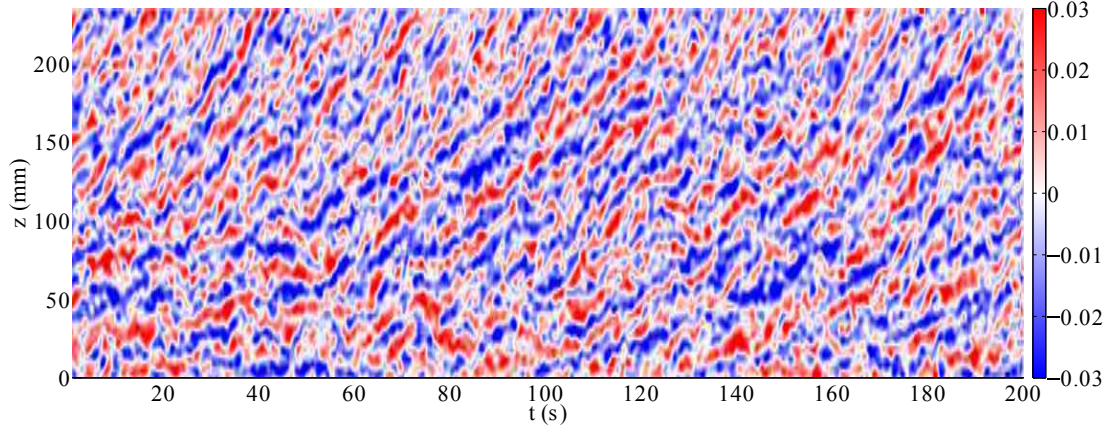


FIGURE 2.3: Diagramme spatio-temporel de U_x pour un nombre de Reynolds turbulent, $Re = 463$.

tension de la courroie se fait via la translation du cylindre esclave. Une rotation autour de l'axe y du cylindre esclave permet d'ajuster la tension entre le haut et le bas de la courroie. Si le parallélisme entre le cylindre esclave et maître n'est pas atteint, on peut observer une translation de la courroie selon l'axe z . Il faut alors régler l'angle de rotation du cylindre esclave jusqu'à trouver la configuration où la courroie est tendue de manière homogène ; elle se stabilise alors dans une position d'équilibre. La mise en tension de la courroie a pour conséquence l'apparition d'un jour entre les deux extrémités de la courroie qui s'accroît avec le temps. Plus la tension de la courroie est importante, plus le jour augmente rapidement.

La cuve dans laquelle le montage est immergé est remplie d'eau provenant du réseau. Une fois la cuve remplie, l'eau est ensuite pompée en circuit fermé pour être dégazée. En effet, sans cette étape, de fines bulles d'eau se forment sur la courroie et gênent la visualisation. Un filtre à particules et une lampe à UV sont ajoutés à ce montage pour ralentir la formation d'algues et garantir le minimum de saletés dans l'eau.

Sauf mention contraire, la cuve est fermée en son dessus par une plaque en plexiglas transparent et ceci au dessus de la totalité de la zone où le profil de Couette plan est atteint. Cette plaque permet de symétriser les conditions aux limites hautes et basses du domaine. Avant l'installation de cette plaque, la condition à la limite supérieure était de surface libre et on observait une légère translation du fluide vers la surface libre. La figure 2.3 correspond à un diagramme spatio-temporel de la vitesse U_x le long d'une colonne z avec un x au centre du montage pour un écoulement turbulent avant que la plaque de plexiglas n'ait été installée. On observe une alternance de stries de haute et basse vitesse qui dérivent vers le haut de l'expérience avec le temps. La plaque de plexiglas annihile cette dérive. En revanche elle rend impossible tout accès à l'écoulement par le dessus du

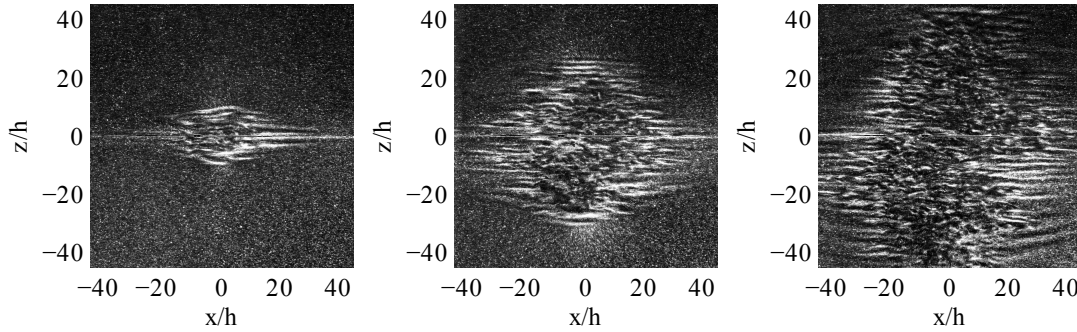


FIGURE 2.4: Visualisations par Irodine de la croissance d’une poche turbulente autour d’une perle, $Re = 463$ à 3 instants ($t = 253 h/U$, $t = 399 h/U$, $t = 534 h/U$), après un saut de $Re = 0$ à $Re = 430$, à $t = 0$.

montage dans toute la longueur de la zone où le profil de Couette est atteint.

2.1.2 Visualisations

Des visualisations de l’écoulement sont effectuées en éclairant des particules avec une nappe Laser. Une diode Laser combinée à un miroir en forme de polygone qui tourne à haute fréquence produit une nappe Laser qui illumine l’écoulement en un y donné.

L’écoulement estensemencé avec une solution diluée d’Irodine. Nous ajoutons environ 250 mL de solution composée de 230 mg d’Irodine et d’un litre d’eau. Les particules d’Irodine sont des plaquettes de taille micrométrique qui tendent à s’aligner dans le sens de l’écoulement. Ces plaquettes répondent aux modifications locales de l’écoulement et révèlent les régions laminaires et turbulentes puisque la réflexion lumineuse diffère de manière significative entre ces deux régions. L’état turbulent est indiqué par de rapides fluctuations de l’intensité lumineuse de la lumière reflétée alors que l’état laminaire correspond à une lumière reflétée uniforme. Nous détaillerons ce point et nous proposerons en particulier des pistes sur la quantité visualisée par l’Irodine dans la partie 3. La figure 2.4 illustre des visualisations typiques d’un écoulement où l’on a simultanément un état laminaire et un état turbulent. Une caméra PCO sCMOS avec un objectif Nikon AF Nikkor 50 mm f/1.4D est utilisée pour enregistrer l’évolution de l’écoulement ainsi perçu. L’ouverture typique choisie est de 50/2 et le temps de pause est de $75 \mu s$. La dynamique étant lente dans l’écoulement de Couette plan, une fréquence d’acquisition de 10 Hz est suffisante pour capter cette dynamique. Les images obtenues ont une résolution d’environ 2200×1100 pixels² correspondant à une fenêtre d’observation de 800×400 mm². Cette fenêtre coïncide exactement avec la zone où le profil de Couette plan est réalisé.

2.1.3 Mesures de vitesse par PIV

Les mesures de champs de vitesses ont été réalisées grâce à une méthode de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Un système Dantec constitué d'un Laser double pulse (Nd :YAG, 2×135 mJ, 4 ns, 532 nm) et d'une caméra CCD (FlowSenseEO, 4 Mpx) est utilisé et les paires d'images ainsi obtenues sont acquises à une fréquence de 5 Hz avec 10 ms entre les deux images constitutives de la paire. Le Laser est monté au dessus du montage de Couette plan sur une traverse linéaire qui permet de translater la nappe Laser selon différents plans $y = cste$. La résolution spatiale est d'environ 1.3 mm selon y . Une intégration de la vitesse est faite selon l'épaisseur de la nappe. La nappe Laser est créée grâce à une lentille cylindrique et permet d'avoir accès à des champs 2D de vitesse dans la direction longitudinale et la direction transversale. L'écoulement estensemencé avec des particules de diamètre d_p de 1 à 20 μm . Elles sont recouvertes de rhodamine-B et diffusent la lumière autour de 550 - 590 nm. Un filtre monté sur l'objectif de la caméra est utilisé pour conserver uniquement les longueurs d'onde autour de la longueur de 570 nm, choisie centrée sur la longueur d'émission de la rhodamine-B. Ceci permet de s'affranchir des reflets induits, par exemple, par la courroie en plastique ou par les vitres en verre. La fenêtre d'observation est de 1948×2048 pixels². Pour le recul de caméra choisi, ceci correspond à une taille physique de 196×208 mm² ou 305×310 mm² suivant x et z . Les champs de vitesses sont obtenus à partir des paires d'images via une corrélation croisée adaptative appliquée sur des zones d'interrogation initiale de 64×64 pixels² puis de 32×32 pixels² avec un chevauchement de 50%. La résolution spatiale correspondante est de 2.45 mm, soit $0.16 h$. Chaque champ de vitesse instantané est ensuite filtré en enlevant les valeurs de vitesses dépassant 1.2 U. Les valeurs aberrantes sont remplacées en utilisant un filtre médian local. Il est à noter que la taille de la zone de mesure de PIV est la plus grande que nous sommes en mesure d'obtenir car la distance de la caméra correspond à la distance maximale où les particules sont encore détectées de manière assez nette. Il a été choisi de défocaliser faiblement l'objectif pour permettre une meilleure détection des particules dans le temps. En effet, lorsque l'on est parfaitement focalisé sur le plan du Laser, les particules sont parfaitement nettes. En défocalisant un peu, elles deviennent légèrement floues ce qui permet d'augmenter artificiellement leur taille et de faciliter leur détection. Il faut cependant veiller à ne pas trop défocaliser pour ne pas risquer de ne plus discerner une particule d'une autre. La calibration de la PIV est faite par simple facteur d'échelle. Ce facteur d'échelle est déterminé à l'aide d'un double décimètre placé dans la fenêtre de visualisation.

Étalonnage : L'un des points clefs pour réaliser les mesures de vitesse par PIV est d'aligner la nappe Laser avec un plan parallèle aux parois *i.e* un plan $y = cste$. Le Laser est muni de plusieurs miroirs réglables selon plusieurs directions et permet donc une correction de la direction du faisceau avant son passage à travers la lentille cylindrique. La lentille peut également tourner sur elle-même ce qui permet d'aligner la nappe avec le

plan ($x0z$). L'objectif de l'étalonnage est d'obtenir une nappe alignée avec le plan ($x0z$) et donc de minimiser l'angle de la nappe autour des axes \vec{x} et \vec{z} . En régime laminaire, le profil de Couette plan est connu : U_x est linéaire en fonction de y et U_z est nulle. En choisissant une vitesse de courroie suffisamment basse pour avoir un Re correspondant à l'écoulement laminaire, aligner la nappe avec un plan $y = cste$ est équivalent à obtenir un champ de vitesse uniforme U_x . Pour cela, il est nécessaire de :

- minimiser l'angle que fait la nappe avec l'axe \vec{x} en s'assurant que la vitesse U_x est uniforme en \vec{z}
- minimiser l'angle que fait la nappe avec l'axe \vec{z} en s'assurant que la vitesse U_x est uniforme en \vec{x}

L'angle de la nappe avec l'axe \vec{x} coïncide avec la pente de $U_x(z)$ moyennée selon la direction \vec{x} . La limite de réglage correspond à la précision des vis des miroirs et est de l'ordre de 0.5° . A chaque changement de réglage de la vis, on effectue une mesure de U_x pour un écoulement laminaire afin de mesurer les deux angles de la nappe. Les angles finaux obtenus sont de $0.5^\circ \pm 0.1^\circ$.

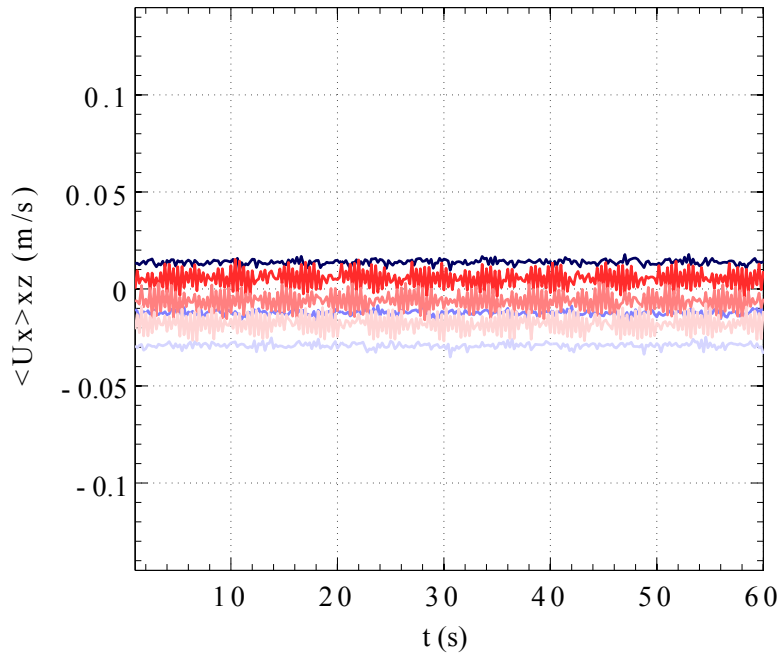


FIGURE 2.5: $\langle U_x \rangle_{xz}(t)$ moyennée dans l'espace (selon x et z) en fonction du temps dans trois plans différents et pour un écoulement soit laminaire (bleu), soit turbulent (rouge) (la vitesse de la courroie est de 0.077 m/s pour l'écoulement laminaire et de 0.145 m/s pour l'écoulement turbulent ce qui correspond respectivement à $Re = 260$ et $Re = 480$).

Profils laminaire et turbulent Les champs de vitesse laminaire et turbulent typiques obtenus sont visibles sur les figures 2.15 et 2.13. Les fréquences d'acquisition sont de 5 ou 10 Hz. Le nombre d'images acquises varie selon les temps des dynamiques que l'on souhaite observer. Ainsi, en général, une fois la calibration réalisée, 100 à 300 paires d'images sont acquises lorsque l'écoulement est soit totalement laminaire, soit totalement turbulent et 600 à 900 images lorsque qu'il y a une coexistence laminaire-turbulent. La figure 2.5 illustre l'évolution temporelle de la vitesse U_x moyennée dans l'espace, notée $\langle U_x \rangle_{xz}$, pour trois plans y différents dans le cas d'un écoulement laminaire (courbes bleues) et dans le cas d'un écoulement turbulent (courbes rouges). Les équations de Navier-Stokes nous donnent que le profil de U_x est linéaire en fonction de y pour un écoulement laminaire. Pour un écoulement turbulent, le profil s'incurve pour donner un point d'inflexion en $y = 0$ comme l'ont montré Tillmark & Alfredsson dans une étude expérimentale [64]. Les plans montrés ayant été choisis proches de $y = 0$, on retrouve une vitesse moyenne plus faible pour un écoulement turbulent que pour un écoulement laminaire. Les variations temporelles sont plus marquées pour l'écoulement turbulent que pour l'écoulement laminaire. Les bornes de l'axe des ordonnées correspondent à la valeur de la vitesse des parois pour l'écoulement turbulent (0.145 m/s correspondant à $Re = 480$).

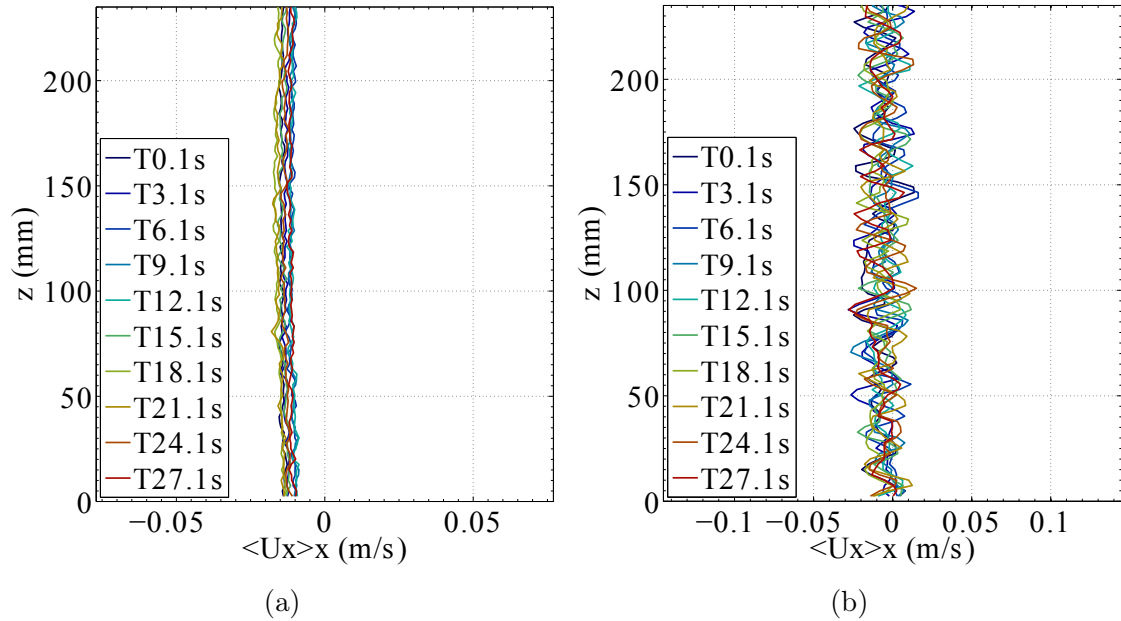


FIGURE 2.6: Profils de vitesse $\langle U_x \rangle_x(z)$ moyenné selon x en fonction de z pour différents instants. Les bornes des axes correspondent à la vitesse des parois; 0.077 m/s pour l'écoulement laminaire et de 0.145 m/s pour l'écoulement turbulent ce qui correspond à $Re = 260$ et $Re = 480$.

Les profils de vitesse $\langle U_x \rangle_x$ correspondant à U_x moyennée longitudinalement sont

montrés en fonction de la direction transversale z sur la figure 2.6. Pour l'écoulement laminaire (figure 2.6a, on retrouve une vitesse constante dans le temps et selon z . Pour l'écoulement turbulent (figure 2.6b), la vitesse fluctue autour d'une valeur moyenne. Les stries de vitesse, structures turbulentes typiques des écoulements cisailés, sont particulièrement cohérentes en x . On retrouve alors logiquement leur signature sur les champs U_x moyennés selon x . On constate que leur position fluctue dans le temps selon la direction z . A titre complémentaire, on notera que les profils de vitesse $\langle U_x \rangle_z$ (non représentés ici), correspondant à U_x moyennés selon la direction transversale z , sont constants en fonction de x et du temps, au bruit près, et cela que le champ soit laminaire ou turbulent.

En conclusion locale, tracer les différents profils de vitesse nous a permis une première évaluation de la qualité de nos mesures par PIV et nous permis de faire une distinction nette entre les profils laminaires et turbulents.

2.1.4 Protocole expérimental

Le but principal de notre étude est de se concentrer sur la coexistence des domaines laminaire et turbulent. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, cette situation advient dans un intervalle de nombre de Reynolds entre Re_g et Re_t à condition qu'une perturbation d'amplitude finie soit ajoutée à l'écoulement initial. Nous allons ici présenter les différentes méthodes utilisées pour avoir accès à des régimes où la coexistence apparaît.

Jet : Dans ce cas, la plaque en plexiglas servant de couvercle est retirée. De l'eau est expulsée par un jet durant 100 ms à 5 bars. La buse du jet est située en $x = 300$ mm et $z = 380$ mm et l'axe du jet est incliné de 45° par rapport à la direction x . L'écoulement est initialement perturbé à grande échelle mais après un régime transitoire de 10 secondes environ, la perturbation initiale se rétracte et seule une poche turbulente reste maintenue. La figure 2.7 présente des diagrammes spatio-temporels de U_x selon une ligne transversale après que le jet ait perturbé l'écoulement. On constate que d'une réalisation à l'autre, le destin de cette poche initiale change drastiquement alors que ce sont trois réalisations identiques (même Re , même paramètre de jet, etc). On observe un scénario de déclin total, de croissance monotone mais aussi un scénario où la dynamique spatio-temporelle est complexe. Ces trois exemples illustrent la grande variété de dynamiques qui peut être observée dans la gamme de Re transitionnelle. Des perturbations plus reproductibles ont été envisagées afin d'étudier des fronts laminaire-turbulents associés à des situations reproductibles. Nous avons utilisé deux protocoles différents : des marches avec et sans perle.

Marche : Un front laminaire-turbulent peut être obtenu en effectuant ce que l'on nomme une marche. Ceci fait référence à une augmentation soudaine de Re à partir d'une valeur initiale en dessous de Re_g jusqu'à une valeur finale Re_f au dessus de Re_g . De manière

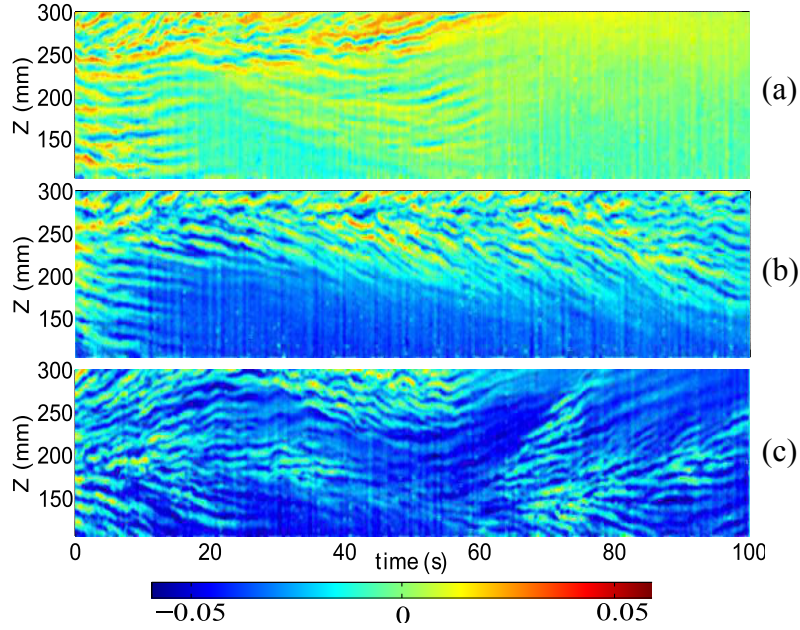


FIGURE 2.7: Diagrammes spatio-temporels de U_x obtenus selon une ligne transversale après que le jet ait perturbé l'écoulement. $U = 83.5 \text{ mm/s}$, $Re = 330$, $2h = 7.5 \text{ mm}$. Les mesures sont réalisées dans les plans $y/h \sim 0$, $y/h \sim 0.4$ et $y/h \sim 0.5$ de (a) à (c).

pratique, la courroie est mise en mouvement avec une accélération de 300 mm.s^{-2} à partir de $Re_i = 0$ jusqu'à Re_f . Le même scénario se produit à chaque fois : la turbulence apparaît aux bords latéraux avec des fronts en forme de flèche comme illustré sur la figure 2.8a. Cette invasion est due à la géométrie de l'expérience (voir figure 2.1) ; le nombre de Reynolds est supérieur au niveau de l'écoulement entre les cylindres principaux et les cylindres de guidage puisque l'entrefer y est plus grand que dans la zone où l'on étudie l'écoulement de Couette plan.

L'écoulement devient donc turbulent dans ces régions en premier. Pour ce type de protocole, le champ de la caméra pour la PIV (le rectangle rouge sur la figure 2.8) est décalé vers la droite du montage. On observe ainsi un front turbulent qui apparaît sur la droite et qui envahit lentement la totalité du champ de la caméra en se déplaçant de la droite vers la gauche. L'accélération appliquée à la courroie étant toujours de 300 mm.s^{-2} . Le temps de marche varie selon le nombre de Reynolds final choisi. Pour une gamme de nombre de Reynolds de $[320-450]$, le temps de la marche va être compris dans une gamme de 6 à $11 h/U$. D'après les travaux de Tillmark & Alfredsson [64], le temps d'établissement du profil est proportionnel à $0.5 Re h/U$ ce qui correspond à $[80-110] h/U$ pour la gamme de Re proposée. Pour diminuer ce temps d'établissement, on aurait pu choisir un nombre de Reynolds initial différent de zéro et inférieur à R_g ce qui correspond à un écoulement initial laminaire. Ces temps sont à comparer avec les temps de la dynamique de la marche.

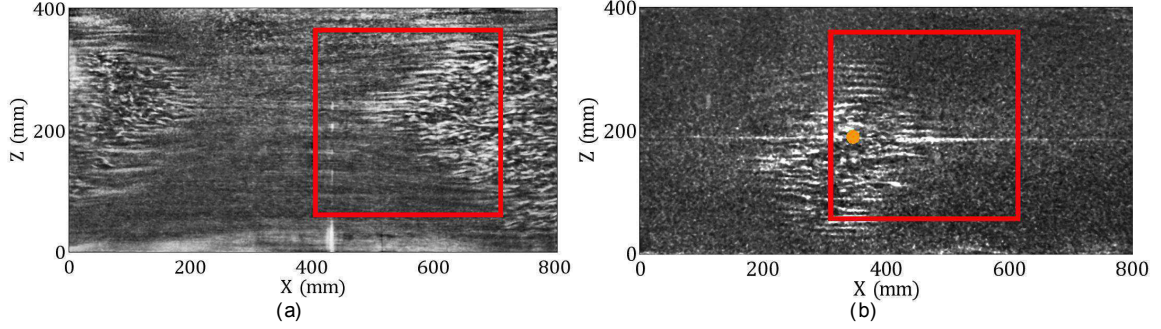


FIGURE 2.8: Photos obtenues à partir de notre système de visualisation. La fenêtre de visualisation de PIV correspond à l'intérieur du rectangle rouge. (a) Expérience de marche : la turbulence envahit le domaine laminaire à partir des bords gauche et droit. (b) Expérience de perle : une poche croissante de turbulence en forme de diamant envahit le domaine laminaire.

Par exemple, les temps typiques pour atteindre un écoulement totalement turbulent se situent autour de $1000 h/U$ pour des Re autour de 400. Ce temps est d'un ordre de grandeur plus élevé que le temps d'établissement de profil. Notre protocole nous permet donc d'observer la dynamique de la transition à la turbulence au nombre de Reynolds final choisi.

Perle : Le second protocole repose sur le principe d'une perturbation permanente qui est réalisée avec une perle positionnée proche du plan $y/h = -0.5$. Le plan est décalé par rapport à la nappe de visualisation qui, elle, est centrée sur le milieu du profil. Ceci permet d'éviter d'être gêné par l'ombre du fil sur les visualisations. La perle est située dans la moitié gauche du champ de vision de PIV et sa position est marquée en orange sur la figure 2.8. Comme indiqué sur la figure 2.9, la perle est placée dans l'écoulement grâce à un fin fil horizontal qui est tendu entre deux barres verticales situées entre les cylindres de guidage et les cylindres principaux. Les deux extrémités du fil sont enroulées autour d'une vis positionnée dans des trous réalisés sur la cuve. Le fil est tendu en reprenant le principe de la corde et de la clef de guitare.

Ce type de perturbation à l'aide d'une perle a déjà été utilisé par Bottin *et al* [4]. Le diamètre du fil est de $\phi_{wire}/h = 0.1$ et le diamètre de la perle est de $\phi_{bead}/h = 0.8$. Comme expliqué dans [5], un fil fin parallèle à la direction de l'écoulement n'influence pas l'écoulement car il n'induit pas de sillage. A partir du moment où le diamètre de la perle est supérieur à une valeur seuil *i.e* la perle est une perturbation suffisante pour que l'écoulement deviennent localement turbulent, le diamètre de la perle affecte peu les résultats qualitatifs. Nous avons étudié l'influence d'uniquement des barres qui maintiennent le fil sur la transition à la turbulence de notre système et elle n'est pas notable si l'on se base sur les nombres de Reynolds critiques et les temps de transition à la turbulence. Quand la

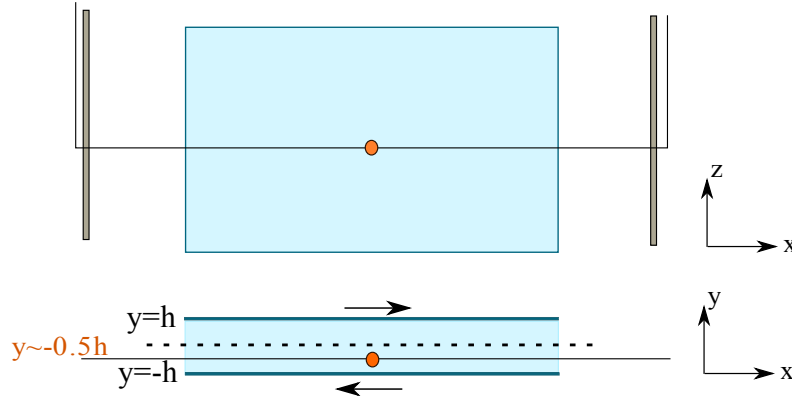


FIGURE 2.9: Schéma du montage expérimental de la perturbation à l'aide d'une perle.

turbulence se développe dans un domaine initialement laminaire, cela se produit toujours autour de la perle en premier lieu.

Une fois la perle positionnée, nous effectuons des expériences de marche. Contrairement au cas de marches sans perle où la turbulence apparaît sur les bords latéraux de l'expérience, la turbulence se développe autour de la perle. Selon le nombre de Reynolds final Re_f , la dynamique spatio-temporelle diffère. La figure 2.10 illustre l'évolution de la dynamique du germe de turbulence en fonction de nombre de Reynolds. La vitesse U_x est tracée pour une colonne $x = cste$ centrée sur la perle. Pour les plus bas Re transitionnels (entre Re_g et $Re \sim 330$), le germe de turbulence créé par la perle produit une poche turbulente dont la taille reste modérée (2.10a et 2.10b). A partir de $Re = 334$, la poche croît jusqu'à atteindre les bords transversaux du domaine. Selon Re_f , la fraction turbulente finale est inférieure à 1 (2.10c et 2.10d) ou égale à 1 (2.10e). On peut noter que pour $Re = 334$, l'organisation de la coexistence laminaire-turbulent est stationnaire pendant un grand intervalle de temps (entre $t = 60$ s et $t = 100$ s). Un regard habitué y reconnaît la signature d'un motif de bande laminaire-turbulente. D'autres protocoles ont été également utilisés de manière plus marginale.

Trempe : Une trempe est le processus inverse d'une marche. Ce protocole démarre avec un Re turbulent établi et on applique une diminution soudaine de Re . On part d'une valeur initiale $> Re_t$ pour atteindre une valeur finale $< Re_t$. La décélération de la courroie est toujours de 300 mm.s^{-2}

Recuit : Les recuits consistent en une diminution lente du nombre de Reynolds à partir d'un nombre de Reynolds turbulent. Les pas typiques ΔRe appliqués varient de 0.25 à 2.5 Re/s . Si le nombre de Reynolds final est suffisamment bas (proche de Re_g), ce processus permet d'observer une dynamique lente et reproductible de transition à l'état laminaire depuis l'état turbulent. Ceci est d'autant mieux vérifié que ΔRe est faible. L'abaissement

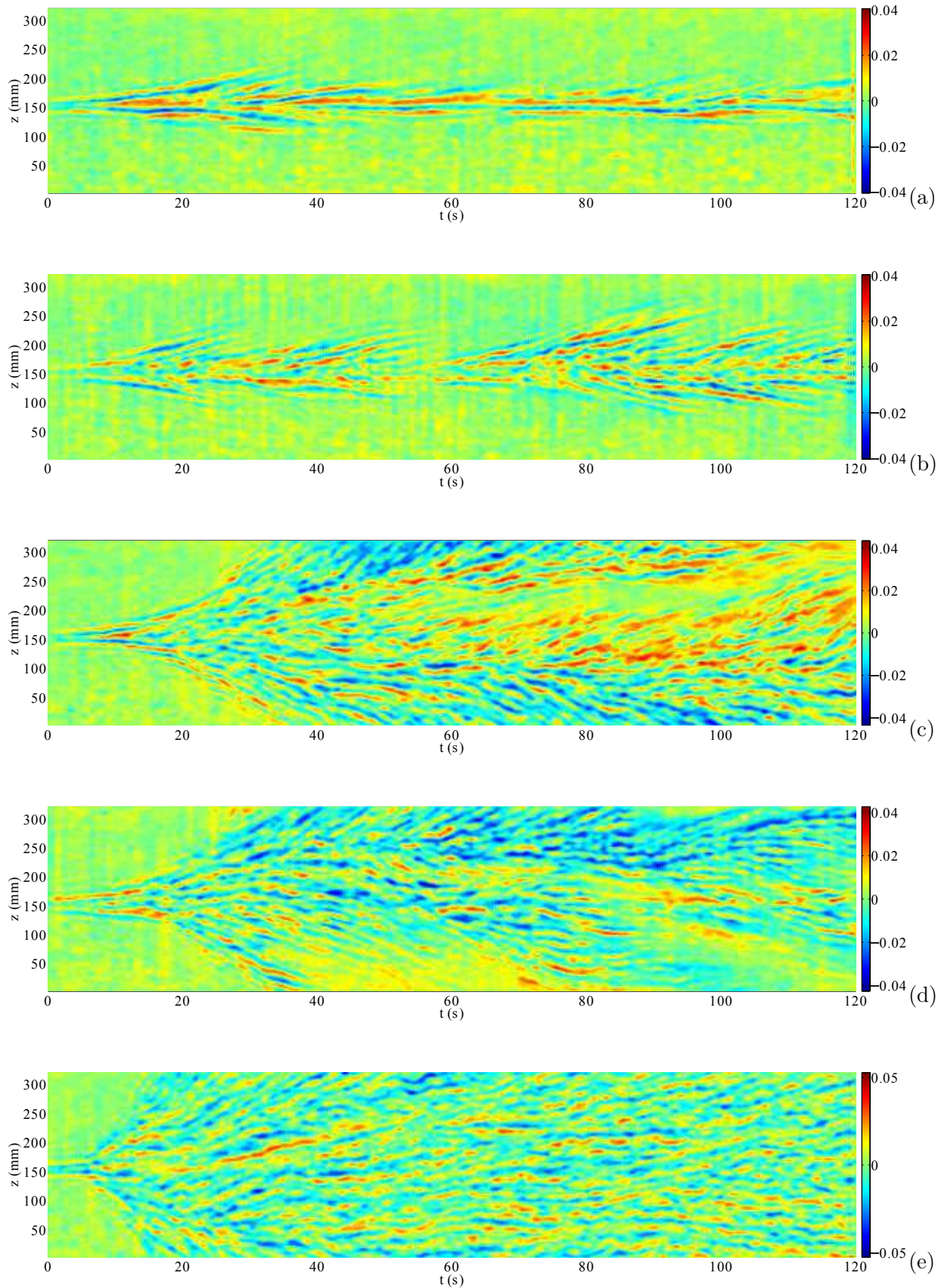


FIGURE 2.10: Diagrammes spatiotemporels de U_x selon la ligne transversale $x = 42$ mm centrée sur la perle. (a) $Re = 309$, (b) $Re = 328$, (c) $Re = 334$, (d) $Re = 347$, (e) $Re = 403$

du Re a pour conséquence une diminution graduelle de la fraction turbulente qui se caractérise par différentes étapes typiques : la formation de trous laminaires puis de bandes laminaires-turbulentes. Lorsque la fraction turbulente est suffisamment faible les bandes se fragmentent en différentes poches turbulentes puis une unique poche turbulente survit. Pour $Re_f < 305$, la dernière poche turbulente décline et l'écoulement est totalement relaminarisé. Ce déclin final se fait de manière brusque et globale avec une disparition en masse de la totalité de la turbulence constitutive de la poche. Ceci est relativement différent des étapes précédentes où la turbulence disparaissait au fur et à mesure de manière locale.

Au bout de 10 minutes, si $Re_f > 305$, l'écoulement reste partiellement turbulent. Pour $Re_f = 300$, le temps de relaminarisation auquel a été déduit la durée du recuit est identique quelque soit ΔRe . Ces deux résultats nous permettent de déterminer un nombre de Reynolds seuil $Re = 300 \pm 5$ correspondant à une borne inférieure de la gamme de Re pour laquelle la coexistence laminaire-turbulent peut avoir lieu de manière durable.

2.1.5 Post traitement

Les quantités mesurées - Autocorrélation Pour caractériser les structures présentes dans l'écoulement, nous utilisons l'autocorrélation de U_x définie de la manière suivante :

$$R_{uu}(x, \Delta z, t) = \frac{1}{R_0} \int_{-\infty}^{+\infty} U_x(x, z + \Delta z, t) U_x(x, z, t) dz \quad (2.1)$$

avec $R_0 = R_{uu}(x, 0, t)$ tel que $R_{uu}(x, 0, t) = 1$. $R_{uu}(x, \Delta z, t)$ est ensuite moyennée selon x et t pour obtenir $R_{uu}(\Delta z)$.

Les quantités mesurées - Spectres spatiaux Une analyse des spectres spatiaux est réalisée en calculant les spectres de puissance pré-multipliés de U_x et U_z . Ces spectres sont obtenus à partir de $\widehat{U}_{x/z}(k_x, k_z)$, les transformées de Fourier 2D de U_x et U_z . Les spectres de puissance associés, $E_{x/z}(k_x, k_z) = |\widehat{U}_{x/z}(k_x, k_z)|^2$ sont sommés azimutalement pour obtenir $E_{x/z}(k)$, avec $k = 2\pi/\lambda = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$. k_x et k_z sont respectivement les nombres d'onde selon les directions x et z . Les spectres de puissance pré-multipliés $kE_{x/z}(k)$ sont finalement obtenus.

Sur la figure 2.11, le spectre 2D de la puissance totale est tracé pour un instantané durant lequel écoulements laminaires et turbulents coexistent dans la fenêtre de PIV. Deux zones sont observables, l'une autour de $\lambda/h \simeq 3 - 6$ et l'autre pour les $\lambda/h > 20$. La première correspond aux stries et est discutée dans le paragraphe suivant. La seconde est associée à des structures à grande échelle. On peut noter que la séparation d'échelle est conservée azimutalement ce qui permet de sommer azimutalement les puissances pour passer au spectre 1D sans risquer de mélanger la puissance associée aux deux zones respectives.

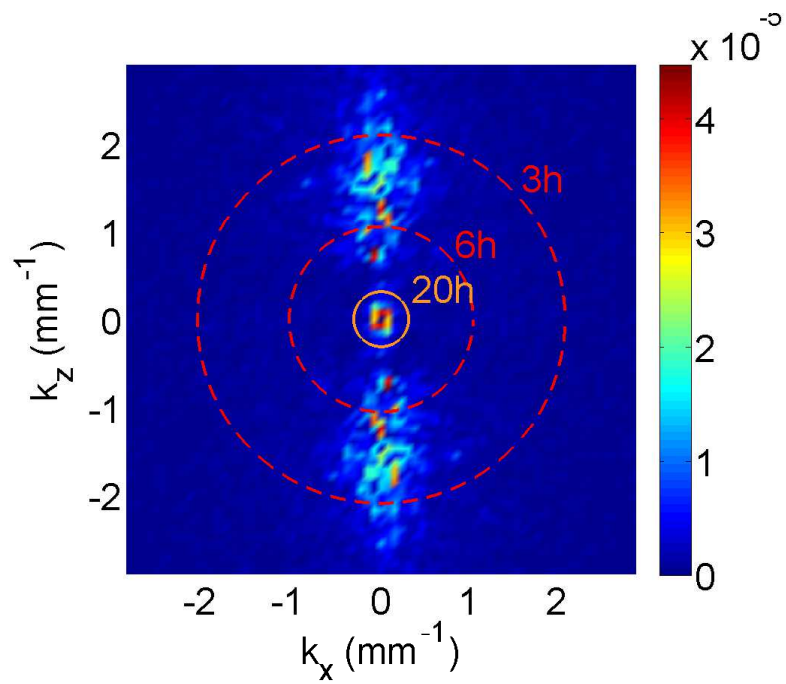


FIGURE 2.11: Spectre 2D de la puissance totale dans le cas d'une expérience de marche avec perle. Les mesures sont faites dans le plan $y/h \sim 0$ pour $Re = 403$ pour un cas de la marche avec perle.

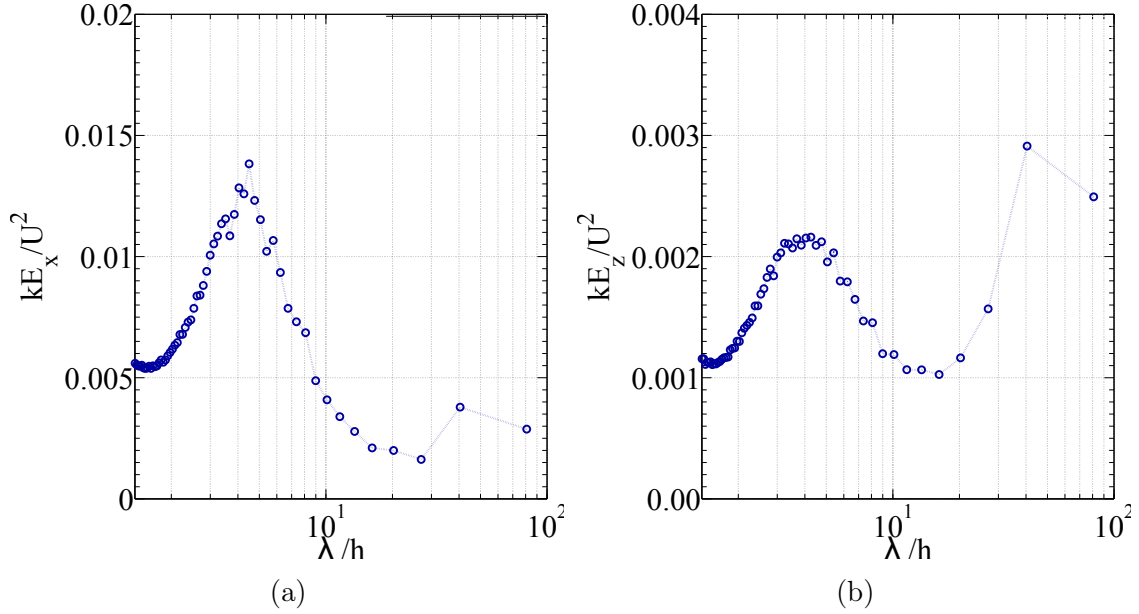


FIGURE 2.12: Spectres adimensionnés de puissance pré-multipliés typiques associés à U_x (a) et U_z . Les mesures sont faites dans le plan $y/h \sim 0$ pour $Re = 403$ pour un cas de la marche avec perle.

Sur la figure 2.12, on retrouve l'évolution en temps de la composante kE_x (figure 2.12a) issu de la somme azimutale de $E_x(k_x, k_z)$ et l'évolution en temps de la composante kE_z (figure 2.12b) issu de la somme azimutale de $E_z(k_x, k_z)$. Pour les deux composantes, deux pics sont visibles, l'un autour de $\lambda/h \simeq 4 - 5$ et l'autre autour de $\lambda/h \simeq 40$. De la même manière que pour le spectre 2D, le premier pic correspond aux stries et le second pic est associé à des structures à grande échelle.

Validation sur des écoulements turbulents Sur la figure 2.13a et la figure 2.13b, les champs de U_x et U_z sont montrés dans un plan (x, z) pour $Re = 450$ (cas de turbulence homogène). Ces champs sont le résultat d'une moyenne glissante sur cinq instantanés acquis à 5 Hz.

Quel que soit le plan normal aux parois considéré, les champs de vitesse partagent les mêmes propriétés. Une alternance de stries de haute et basse vitesse, structures typiques de la turbulence cisailée de parois, sont visibles pour la composante U_x . Des fluctuations sont également observables selon U_z mais leur amplitude est deux fois inférieure à celles des stries et aucune structure n'apparaît clairement. L'autocorrélation de U_x qui est tracée sur la figure 2.13c, révèle un creux autour de $2h$ donnant ainsi la taille caractéristique des stries qui est d'environ quatre fois le demi-entrefer. Cette mesure de taille est en accord avec les estimations précédentes dans les écoulements de parois cisailés [65].

Le spectre de puissance moyenné en temps kE_x , tracé sur la figure 2.13d, montre un

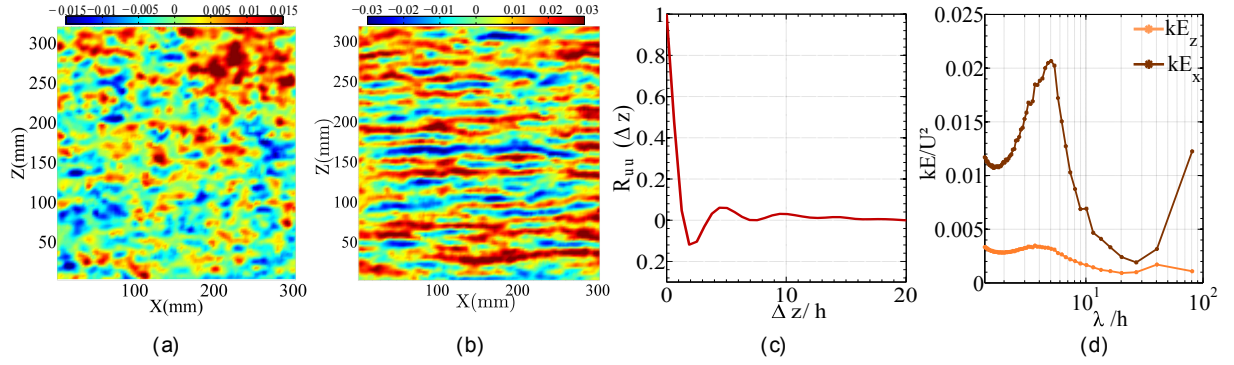


FIGURE 2.13: De la gauche vers la droite : champs de vitesse dans un plan x, z , U_z (a) et U_x (b), $U = 119.4 \text{ mm/s}$, $Re = 450$, $y/h \approx 0$. Autocorrélation d' U_x le long de z moyennée en temps et selon la direction longitudinale (c). Spectre de puissance 1D moyenné en temps (d).

pic clair qui correspond à l'énergie des stries. Le nombre d'onde associé (entre h et $5h$) est cohérent avec celui trouvé à partir de l'autocorrélation.

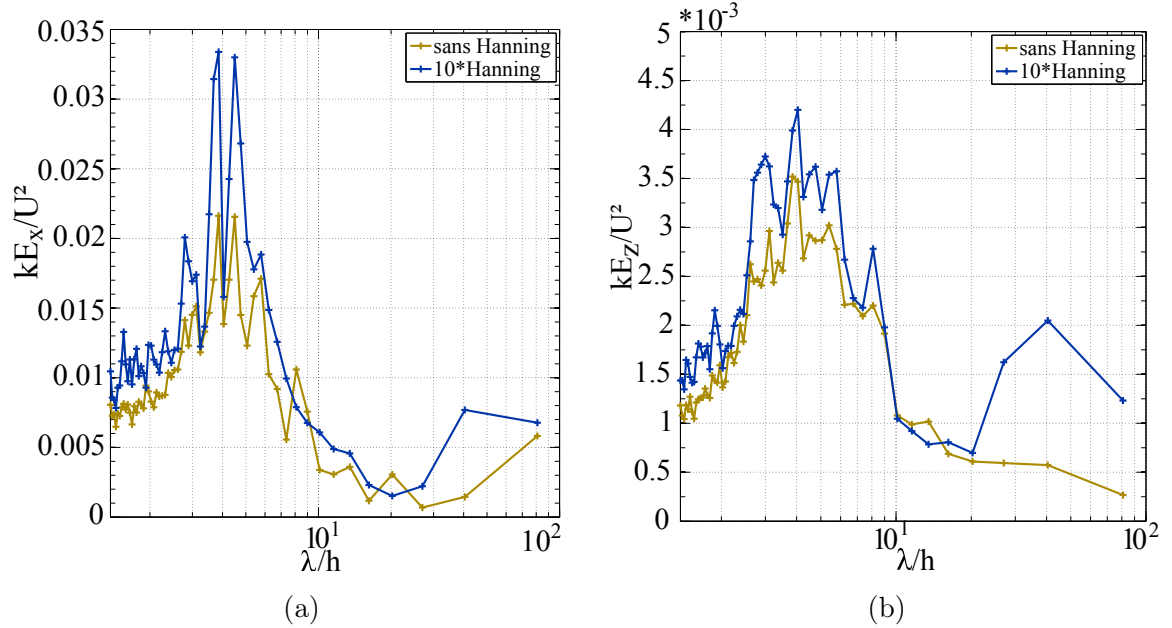


FIGURE 2.14: Spectre de puissance adimensionné pré-multiplié associé à U_x (a) et U_z (b) avec ou non un filtre de Hanning pour un écoulement turbulent $Re = 450$.

Fenêtrage Durant cette étude, nous nous sommes appuyés sur des spectres de densité de puissance déduits de nos champs spatiaux de U_x et U_z issus de la PIV. Nous avons

tracé sur la figure 2.14 les spectres adimensionnés et prémultiplés kE_z et kE_x obtenus avec un fenêtrage de Hanning ou non, pour un spectre issu d'un instantané où l'écoulement est totalement turbulent. On retrouve le résultat prévisible d'une intensité beaucoup plus faible (de l'ordre de 10) dans le cas d'un fenêtrage de Hanning. A grande échelle, dans le cas turbulent, on s'attend à un faible niveau d'énergie. Le fenêtrage rajoute également artificiellement de l'énergie aux petits nombres d'onde (à grandes échelles). Dans cette étude, nous nous intéressons aux spectres des champs complets et le mode le plus grand nous intéresse. Nous choisissons donc un filtrage qui n'induit pas de grandes échelles et nous n'utilisons pas un fenêtrage de Hanning.

Validation sur des écoulements laminaires La figure 2.15a et la figure 2.15b montrent les champs de U_x et U_z dans un plan (x, z) pour $Re = 210$ soit un écoulement laminaire. Ces champs sont le résultat d'une moyenne glissante sur 5 paires d'images acquises à 5 Hz. Les deux composantes sont homogènes dans l'espace. On trouve un champ U_z nul ce qui est normal du fait que le profil de vitesse laminaire est uniquement selon la vitesse longitudinale. Les inhomogénéités spatiales de U_x définissent la limite de qualité de nos mesures de vitesse et montrent les limites de notre système de PIV.

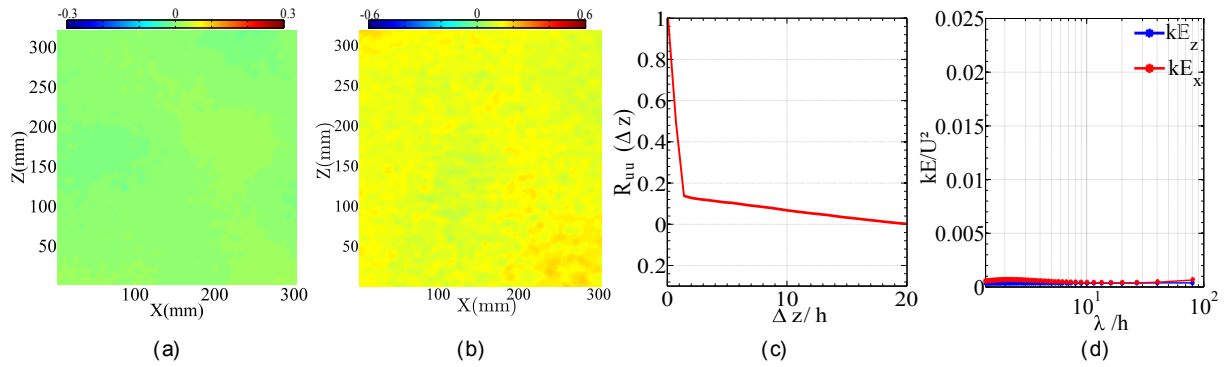


FIGURE 2.15: De la gauche vers la droite : champs de vitesse dans un plan x, z , U_x (a) et U_z (b), $U = 60 \text{ mm/s}$, $Re = 210$, $y/h \approx 0$. Autocorrélation d' U_x le long de z moyennée en temps et selon la direction longitudinale (c) Spectre de puissance $1D$ moyenné en temps (d).

R_{uu} tracée sur la figure 2.15c est similaire à l'autocorrélation d'un bruit blanc. Les spectres de puissance moyennés en temps kE_x et kE_z , tracés sur la figure 2.15d avec la même échelle que les spectres issus de champs turbulents sur la figure 2.13d, montrent un niveau d'énergie beaucoup plus faible, quasi nul.

Nous avons ici caractériser un écoulement laminaire et un écoulement turbulent à l'aide de mesures de vitesse PIV. Que ce soit sur les champs de vitesse, sur la fonction d'autocorrélation ou sur les spectres de puissance, nous distinguons des différences notables

selon que l'écoulement est laminaire ou turbulent. Ces différents outils vont ainsi être utiles pour caractériser des régimes où un état ou l'autre est observable mais également des régimes où une coexistence laminaire-turbulent est observable.

2.2 Simulations numériques directes

2.2.1 Présentation d'un code de calcul DNS : *Channelflow*

Des simulations numériques directes (DNS) des équations de Navier-Stokes dans l'écoulement de Couette plan ont été réalisées en utilisant le logiciel ChannelFlow (<http://channelflow.org>) écrit en C++ par John F. Gibson [28, 30]. Le code utilise des méthodes pseudo-spectrales pour la discrétisation spatiale avec une décomposition de Fourier dans les directions (x,z) et des polynômes de Tchebychev dans la direction y. Les conditions aux limites sont périodiques dans les directions (x,z). Des conditions de non glissement sont imposées aux parois *i.e* pour $y = \pm 1$. Sauf mention contraire, les simulations numériques présentées dans cette thèse sont réalisées dans un domaine de taille ($L_x = 180 h$, $L_y = 2 h$, $L_z = 80 h$). Pour résoudre tous les modes pertinents de l'écoulement turbulent dans la gamme de Re étudiée, la résolution numérique est de (768,33,384) modes déaliasés dans les directions (x,y,z). En accord avec Philip & Manneville [55], ceci est suffisant pour observer la possible formation de motifs laminaires-turbulents. Un intervalle de temps de $0.01 h/U$ est utilisé et permet de conserver un nombre CFL inférieur à 0.6.

2.2.2 Perturbation initiale

Quatre paires de tourbillons contrarotatifs similaires à ceux utilisés par Lundbladh & Johansson [48] sont introduits comme perturbation initiale. Ces tourbillons respectent une symétrie longitudinale et leur forme exacte est la suivante :

$$\psi = Ay(1 - y^2)^2 xze^{-x^2 - z^2}, U_y = \partial\psi/\partial z, U_z = -\partial\psi/\partial y,$$

avec ψ la fonction de courant. La figure 2.16 illustre l'évolution typique de cette perturbation lorsque le nombre de Reynolds choisi est suffisamment élevé pour permettre la croissance de la poche turbulente résultant de la perturbation.

L'amplitude de la perturbation A est choisie suffisamment importante pour permettre la croissance de la poche de turbulence. Elle est choisie autour de 1 et est comprise entre 0.98 et 1.02. Cette faible variation permet d'introduire une variabilité entre les réalisations et a pour conséquence une organisation différente à l'intérieur de la poche. On peut noter, par exemple, que la position des stries qui constituent la poche diffère entre les réalisations. A un même Re , chaque simulation est initiée avec une amplitude différente. Notre étude se concentre sur la phase de croissance d'une poche turbulente, donc les simulations sont arrêtées dès que la poche turbulente atteint un des bords du domaine en x ou z . Au vu

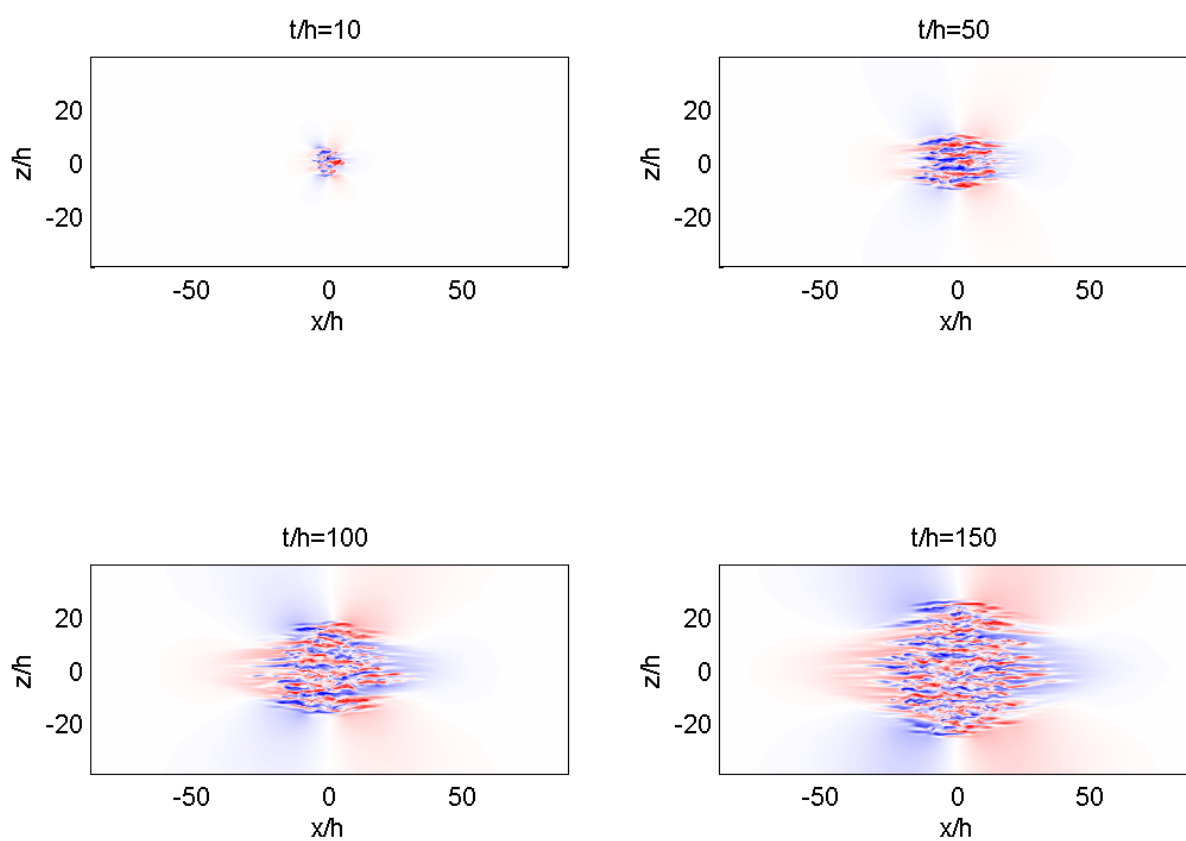


FIGURE 2.16: Évolution de la perturbation initiale d'amplitude $A = 1$ pour $Re = 400$ dans un domaine de taille $Lx \times Lz = 180 h \times 90 h$. Champ de vitesse U_x/u dans le plan $y/h = 0$. Barre de couleur de $0.5 U$ à $-0.5 U$

des vitesses des fronts et de la taille des domaines, les bords transversaux du domaine (analogues de l'expérience) correspondant à $z = \pm L_z/2$ sont toujours les premiers atteints.

2.2.3 Effets de bords

Dans le but d'étudier l'influence de la taille du domaine sur les mécanismes de croissance et en particulier sur la vitesse de croissance, plusieurs tailles de boîtes ont été utilisées pour réaliser une même simulation c'est à dire une simulation où une poche croît à un Re donné avec une amplitude de perturbation initiale A donnée. La figure 2.17 montre la position du front de la poche sur la ligne $(x, y) = (0, 0)$ centrée sur la perturbation pour une simulation à $Re = 380$ avec une perturbation initiale d'amplitude $A = 1$. Pour les plus petites boîtes, on observe un ralentissement du front de la poche lorsque ce dernier se rapproche des bords transversaux. Dans le but d'éviter de sentir l'effet de cette dérive, nous nous focalisons sur la première partie de la croissance où la taille de la boîte n'influe pas sur la croissance de la poche. La figure 2.17 permet de déterminer une distance seuil à ne pas franchir entre le front de la poche et les frontières du domaine qui correspond à une taille maximale de poche de $0.87 L_z$ soit 69.6 h. Ainsi, nous limiterons notre étude à la première phase de la dynamique où les poches turbulentes n'ont pas atteint cette taille maximale.

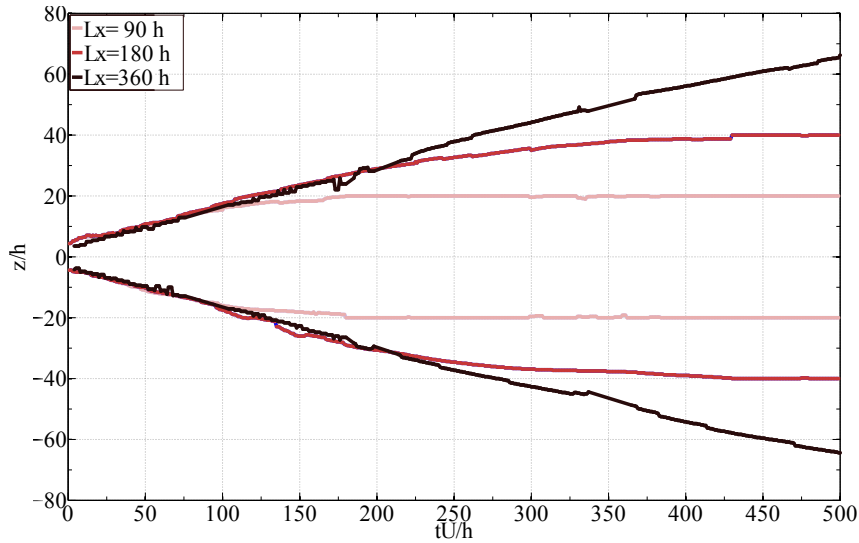


FIGURE 2.17: Positions des fronts d'une poche turbulente pour la ligne $(x, y) = (0, 0)$ avec $A = 1$, $Re = 380$, pour trois tailles de domaine ($90 h \times 2 h \times 40 h$, $180 h \times 2 h \times 80 h$, $360 h \times 2 h \times 160 h$.)

Nous avons donc à notre disposition deux outils pour notre étude. D'une part, l'expérience de Couette plan nous permet de réaliser des expériences d'invasion de la turbulence.

Nous avons accès aux champs de vitesses dans une fenêtre réduite et aux visualisations dans la totalité du domaine. D'autre part, les simulations numériques directes sous ChannelFlow nous permettent de simuler la croissance de poches turbulentes dans des tailles de domaines comparables à celles de l'expérience. Nous avons alors accès à l'ensemble des composantes de vitesse dans l'ensemble du domaine. L'étude présentée s'appuie conjointement sur ces deux moyens complémentaires.

Chapitre 3

Étude des mécanismes permettant la nucléation de nouvelles stries durant la croissance d'une poche turbulente

Ce chapitre est centré sur l'étude des mécanismes permettant la croissance de poches turbulentes qui envahissent un écoulement initialement laminaire. Des simulations numériques directes sont utilisées pour suivre la nucléation des stries de vitesse composant les poches turbulentes pendant la croissance de ces dernières. Des expériences permettent d'étudier la vitesse des fronts des poches et des tourbillons observés aux bords des poches. L'ensemble de ces résultats montrent que deux mécanismes sont impliqués dans la croissance de poches turbulentes : un mécanisme de croissance locale ayant lieu aux bords transversaux de la poche mais aussi, dans une proportion comparable, un mécanisme de croissance globale induit par une advection due aux écoulements à grande échelle.

3.1 Nucléations de stries

Idée générale Dans les écoulements de parois, la turbulence (proche des seuils de transition Re_g et Re_t) est composée de stries de vitesse. Puisque la dimension transversale caractéristique des stries est étroitement distribuée autour d'une longueur d'onde donnée λ_c , lorsqu'une poche turbulente croît, *i.e* quand l'aire de la zone turbulente augmente, le nombre de stries qui la compose doit lui aussi augmenter. Différentes simulations numériques directes (DNS) où des poches turbulentes croissent à différents Re nous ont permis de suivre la nucléation de chacune des nouvelles stries qui composent une poche turbulente et d'en déduire des informations sur les mécanismes de croissance à l'oeuvre

Détection de stries et de leur nucléation La figure 3.1 montre un champ de vitesse numérique U_x/U dans le plan médian $y/h = 0$ à $t = 150 h/U$ après que la perturbation

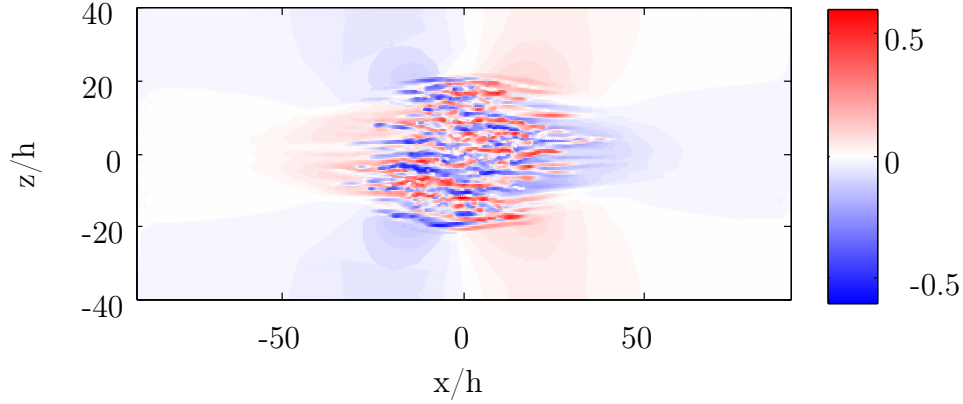


FIGURE 3.1: U_x/U pour une DNS à $Re = 380$ dans le plan $y/h = 0$ à $t = 150 h/U$ après la perturbation de l'écoulement.

décrite dans le chapitre 2 ait été appliquée. On reconnaît l'alternance de stries de vitesse négative et positive qui constituent la poche turbulente.

Puisqu'une strie est une structure allongée en x , nous avons décidé de nous concentrer sur les événements de nucléation ayant lieu selon la ligne transversale centrée sur la poche, de coordonnée $(x,y) = (0,0)$. Nous nous sommes appuyés sur les diagrammes spatio-temporels de U_x/U le long de cette ligne comme celui montré sur la figure 3.2a.

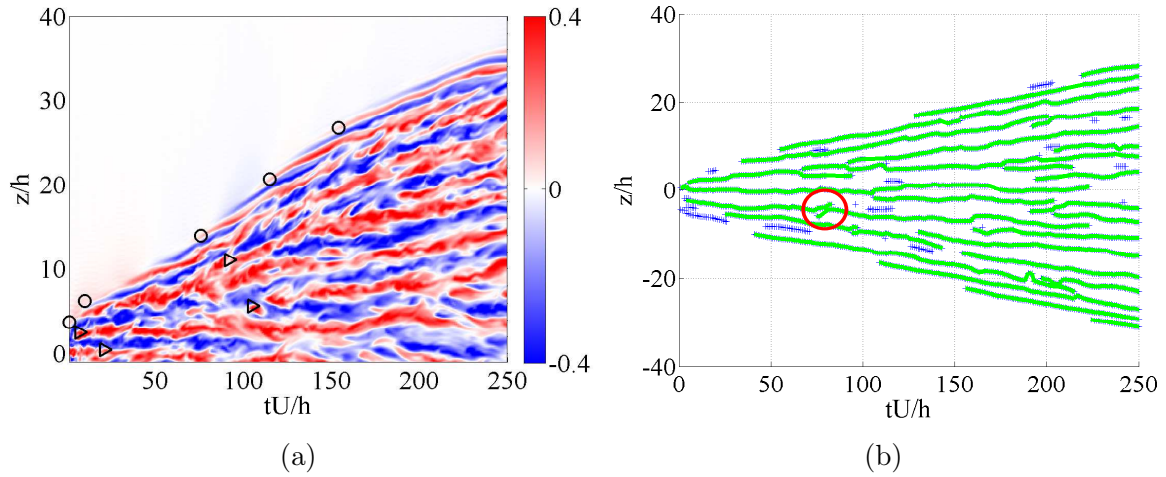


FIGURE 3.2: (a) Diagramme spatiotemporel de U_x/U pour une DNS à $Re = 380$. Les nucléations de stries à l'intérieur (\triangleright) et à l'extérieur (\circ) de la poche sont marquées. Seule la moitié supérieure de la poche turbulente est présentée. (b) Détections de stries positives (région II) issues d'un diagramme spatio-temporel de U_x/U pour une DNS à $Re = 380$; en bleu l'ensemble des points appartenant à la région II et en vert les différentes trajectoires déduites. Les mauvaises connexions sont reprises manuellement

Une moyenne glissante selon cinq pas de temps et selon trois coordonnées transversales est appliquée aux champs de vitesse initiaux U_x/U (cf. figure 3.1) dans le but de lisser le champ et ainsi permettre une détection plus aisée des stries. Les diagrammes spatio-temporels sont divisés en trois régions : les régions de type I où $U_x/U < -0.04$, les régions de type II où $U_x/U > 0.04$ et les régions de type III où $-0.04 \leq U_x/U \leq 0.04$. Les points appartenant à la région I (*resp.* II) sont connectés entre eux en utilisant un algorithme de suivi de particule. Au lieu de suivre une particule, ici c'est la position d'une strie qui est suivie. D'un instant à l'autre, on impose un déplacement maximal de la strie ce qui permet de connecter deux points d'une même région (I ou II). On obtient alors différents segments (en vert sur la figure 3.2b) reliant des points d'une même région I (*resp.* II) (en bleu (*resp.* rouge) sur la figure 3.2b). Les trajectoires déduites correspondent aux lignes centrales de stries positives (*resp.* négatives) pour les points issus des régions I (*resp.* II). Les trajectoires d'une durée inférieure à $10 h/U$ sont écartées. Une fois cette détection automatique réalisée, chaque trajectoire de strie est vérifiée manuellement. D'éventuelles reconnexion entre deux trajectoires sont réalisées manuellement si l'on s'aperçoit que deux tronçons correspondent à une même strie. Un exemple de reconnexion nécessaire est entouré en rouge sur la figure 3.2b.

Re	N_{IN}	N_{OUT}	$\sigma_{N_{IN}}$	$\sigma_{N_{OUT}}$
320	5.4	13.6	0.44	0.27
340	15.8	18.2	1.51	0.82
360	22.2	24	0.82	1.06
380	21	24.8	0.44	2.59
400	19	21.6	1.41	0.57
420	20.8	22.4	1.43	0.75

Tableau 3.1: Nombre moyen de nucléations de nouvelles stries ayant lieu à l'intérieur/extérieur de la poche turbulente (N_{IN}/N_{OUT}) et déviation standard entre réalisations ($\sigma_{N_{IN}}/\sigma_{N_{OUT}}$) pour différents Re dans une DNS.

Les stries détectées sont classées en deux catégories en fonction de la localisation de leur nucléation. Les stries *extérieures* correspondent à celles qui apparaissent à la frontière de la poche turbulente et donc dans un écoulement qui est à l'origine laminaire. Les stries *intérieures* sont celles qui émergent entre deux stries existantes, c'est à dire à l'intérieur de la poche turbulente. Des exemples des deux localisations de nucléations possibles sont visibles sur la figure 3.2a. Le tableau 3.1 indique pour chaque nombre de Reynolds Re , le nombre moyen de nucléations détectées à l'intérieur et à l'extérieur de la poche turbulente. $\sigma_{N_{IN}}$ et $\sigma_{N_{OUT}}$ correspondent aux dispersions autour de ces valeurs moyennes N_{IN} et N_{OUT} . Ce tableau nous indique que pour $Re > 320$, l'ordre de grandeur du nombre de nucléations détectées à l'intérieur de la poche est tout à fait comparable à celui du nombre de nucléations détectées à l'extérieur de la poche.

La figure 3.3 est déduite du tableau 3.1 et présente la proportion de nucléations de stries à l'intérieur et à l'extérieur en fonction du nombre de Reynolds. Pour $Re > 320$, on constate que le ratio de nucléations $N_{IN}/(N_{OUT} + N_{IN})$ ne dépend plus du nombre de Reynolds et vaut environ 0.5. Il y a donc autant de nucléations à l'intérieur qu'à l'extérieur de la poche turbulente. Ainsi, dans le cadre d'une étude de la croissance de poches turbulentes, il est pertinent de considérer les deux localisations de nucléations et d'identifier les mécanismes sous-jacents aux deux types de nucléations.

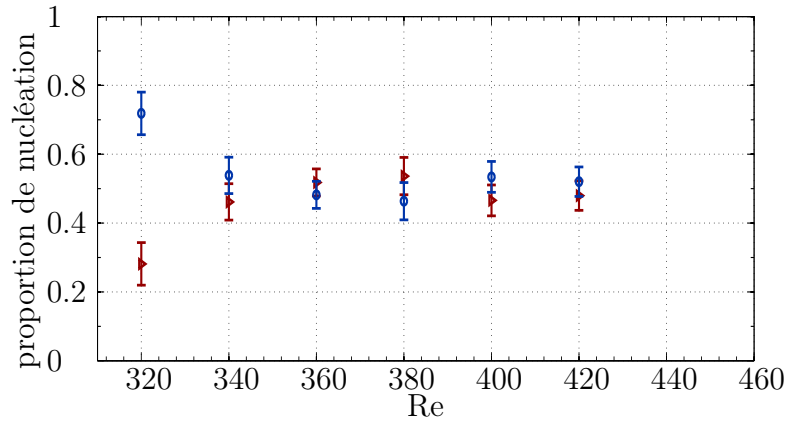


FIGURE 3.3: Fraction de nucléation de nouvelles stries détectées à l'extérieur (\circ) et à l'intérieur (\triangleright) d'une poche turbulente en fonction de Re dans une DNS.

3.2 Tourbillons de bords de poche

Instantanés La figure 3.4 illustre les visualisations typiques obtenues expérimentalement lorsqu'une poche turbulente envahit un écoulement laminaire. L'écoulement est ici perturbé de manière permanente et locale à l'aide d'une perle. Ce type de perturbation est détaillé dans le chapitre 2. Pour observer la croissance de la poche, nous avons réalisé des expériences de marche qui consistent en une augmentation soudaine de Re de $Re_i = 0$ à Re_f . Lorsque le nombre de Reynolds final Re_f est suffisamment élevé pour que l'état turbulent puisse exister, et cela même de manière transitoire, la turbulence apparaît toujours autour de la perle. La figure 3.4 correspond à différents instantanés pris pendant la croissance d'une poche turbulente à $Re = 403$. On distingue deux types de motifs : d'une part des petites vaguelettes au centre qui constituent la poche turbulente elle-même et d'autre part des objets allongés qui l'entourent.

Des travaux expérimentaux réalisés par les équipes de KTH [39, 63] et de CEA-Saclay [17, 36] dans l'écoulement de Poiseuille plan et de Couette plan ont déjà rapporté l'existence de ces objets aux bords de poches turbulentes en les nommant ondes. La figure

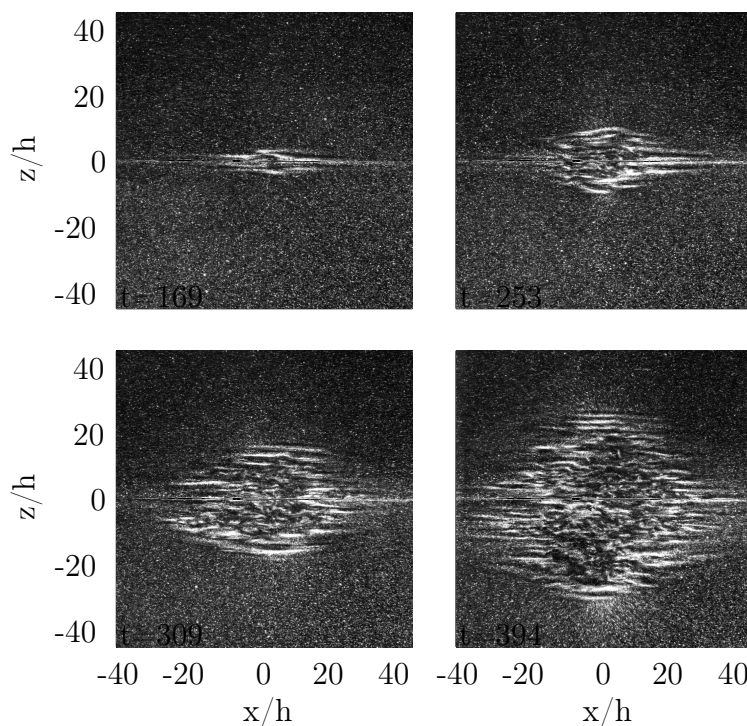


FIGURE 3.4: Instantanés d'une poche turbulente croissant autour d'une perle pendant une expérience de marche (augmentation brusque à $t = 0$ de Re de 0 à 403). Les temps sont donnés en unité h/U .

1.8 dans la partie 1 montre un exemple de visualisation, réalisé par Hegseth [36], de ces structures allongées sur les bords latéraux d'une zone turbulente. Sur la figure 3.4, on observe deux localisations possibles de ces structures. Sur les bords longitudinaux, ces structures se trouvent dans le prolongement des stries turbulentes. En revanche, aux bords transversaux, ces structures sont séparées de la poche turbulente proprement dite. Pour se faire une idée de la nature de ces objets, il peut être intéressant de se poser la question de la quantité qui est observée durant ces visualisations. Même s'il est établi que l'Iridine est un bon indicateur pour discriminer l'état turbulent de l'état laminaire, la quantité mise en évidence par l'Iridine n'a pas été encore clairement établie. On ne peut donc pas clairement expliciter la nature des structures de bords de poche qui apparaissent grâce à des visualisations avec des particules d'Iridine. Dans le cas de l'écoulement de Taylor-Couette, Mutabazi *et al.* [53] montrent que l'intensité de la lumière réfléchiée par des particules anisotropes (dont fait partie l'Iridine) est reliée à la composante axiale de la vitesse.

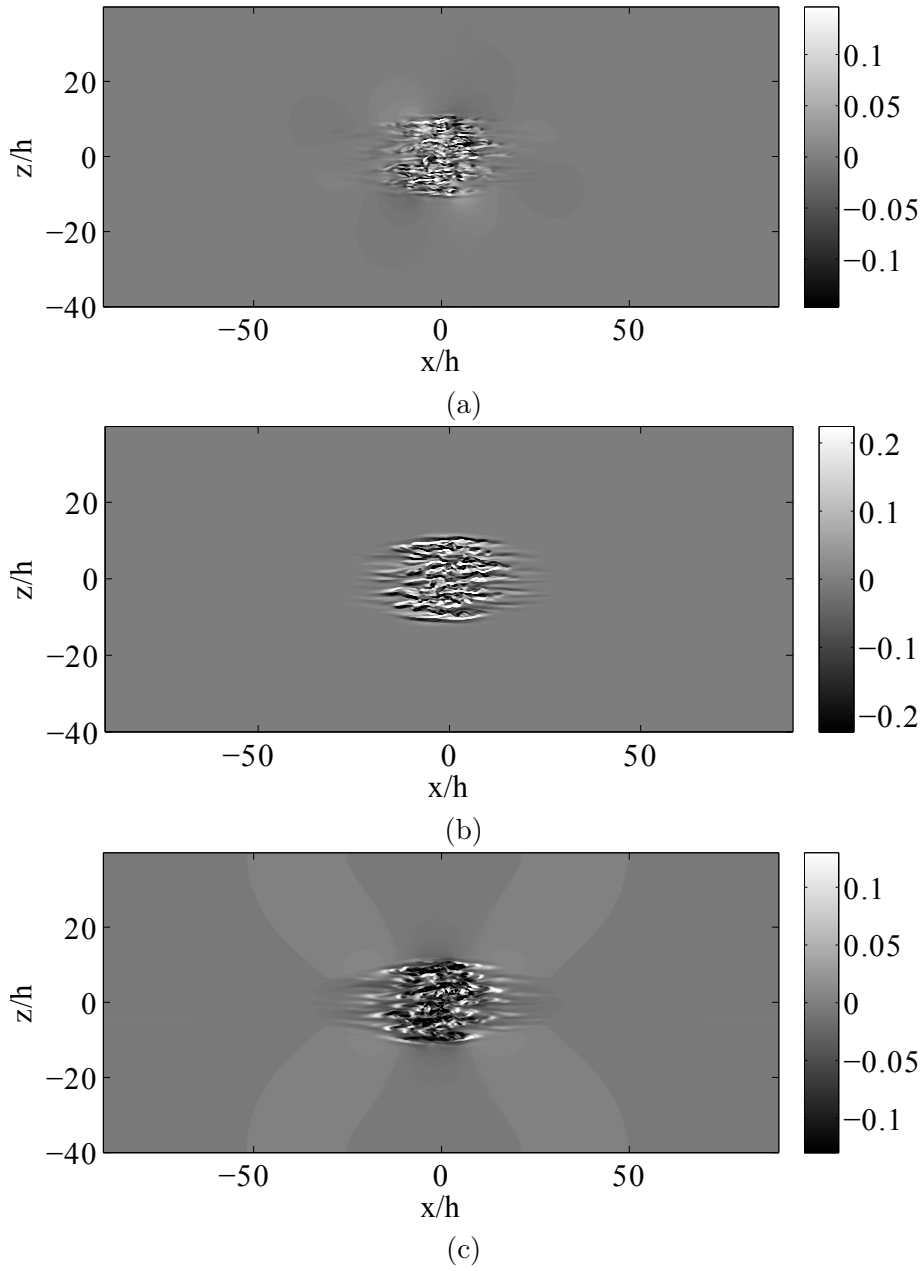


FIGURE 3.5: Champs de vorticité adimensionnés (a) w_x^* , (b) w_y^* , (c) w_z^* pour une DNS   $Re = 380$ dans le plan médian $y = 0$   $t = 60 h/U$.

On s'appuie sur des simulations numériques de croissance de poche turbulente pour faire une comparaison qualitative. Les champs de vitesse et donc de vorticité des différentes composantes sont en effet accessibles grâce aux DNS et peuvent aider à l'identification de ces objets. La figure 3.5 montre les champs de vorticité des trois composantes de vorticité

adimensionnées w_x^* , w_y^* , w_z^* dans le plan médian $y/h = 0$. w_x^* ne révèle pas de structures particulières en bords de poche. On peut s'y attendre puisque les stries de vitesse sont spécifiquement cohérentes selon U_x et que cette composante de vitesse n'intervient pas dans w_x^* . Visuellement, w_y^* est la composante de vorticité qui se rapproche le plus de la quantité visualisée expérimentalement à l'aide de l'Irodine. On retrouve les zones allongées en bords de poche, cohérentes selon la direction longitudinale x avec une alternance de zones de grande et faible vorticité. Dans les plans y décalés non représentés ici, on voit moins bien les tourbillons sur les bords hauts et bas mais la signature des tourbillons des bords latéraux est plus nette (soit ceux à gauche soit ceux à droite suivant que le plan est décalé vers l'avant ou l'arrière). Pour tous les plans, la composition de l'intérieur de la poche est plus désorganisée. Sur le tracé du champ w_z^* , on décèle uniquement des structures sur les bords longitudinaux de la poche. Ceci trahit une topologie différente des tourbillons de bords de poche selon les localisations (bords longitudinaux ou transversaux). Bien que ce soit dans les deux cas des structures transitoires, les tourbillons sur les bords transversaux sont isolés et sont présent selon toute la largeur de la poche alors que ceux sur les bords longitudinaux sont dans le prolongement de stries turbulentes. On peut s'interroger sur la nature transitionnelle des tourbillons. On peut en effet les interpréter soit comme un signe d'une décroissance spatiale de la turbulence ou comme des structures précurseur de la turbulence. En ce qui concerne les tourbillons sur les bords transversaux, on observe sur les diagrammes spatio-temporels que les stries de vitesse associées sont déstabilisées après quelques dizaines d'unité de temps h/U et qu'elles deviennent alors des stries turbulentes. Les tourbillons sur les bords transversaux sont donc vraisemblablement la trace de turbulence en devenir. Il est par contre moins aisé de déterminer la dynamique et l'origine des tourbillons sur les bords longitudinaux et ce point reste toujours une question ouverte.

Des éléments de réponse seront donnés plus en détails dans le chapitre 6 où on s'intéressera à l'expansion de la poche turbulente selon la direction longitudinale. Nous soulignons que cette rapide comparaison entre les visualisations avec des particules d'Irodine et les champs de vorticité n'est que qualitative. Il pourrait être intéressant d'approfondir cette étude de manière plus quantitative.

Dynamique spatio-temporelle La figure 3.6a montre l'évolution spatio-temporelle d'une poche qui croît. Ce diagramme est obtenu à partir des visualisations expérimentales en extrayant la ligne transversale qui croise la perle. Le temps $t = 0$ correspond au temps où une marche de $Re_i = 0$   $Re_f = 403$ est réalisée. Une première phase entre $t = 0$ et $t = 210 h/U$ correspond à une période durant laquelle seule une partie de l'écoulement est perturbée et durant laquelle le profil de Couette s'établit. La vitesse finale est atteinte à $10 h/U$. Selon Tillmark & Alfredsson [64], le profil de Couette linéaire est établi après environ $0.25 Re h/U$ ce qui correspond à $100 h/U$ dans ce cas. Il est à noter que ce temps caractéristique est inférieur à celui où la turbulence commence à croître ($210 h/U$). Le profil de Couette est donc déjà bien établi lorsque la poche turbulente commence.

Par la suite, une deuxième phase est observée pendant laquelle des ondulations caractérisant l'état turbulent apparaissent autour de la perle. A partir de $210 h/U$, la turbulence commence à s'étendre selon la direction transversale. Pendant la croissance, les tourbillons de bord, longues structures cohérentes et inclinées, entourent la poche turbulente et sont visibles entre l'état laminaire et l'état turbulent. Les fronts autour de ces tourbillons de bords sont indiqués avec une ligne bleue (frontière avec l'état laminaire) et rouge (frontière avec l'état turbulent).

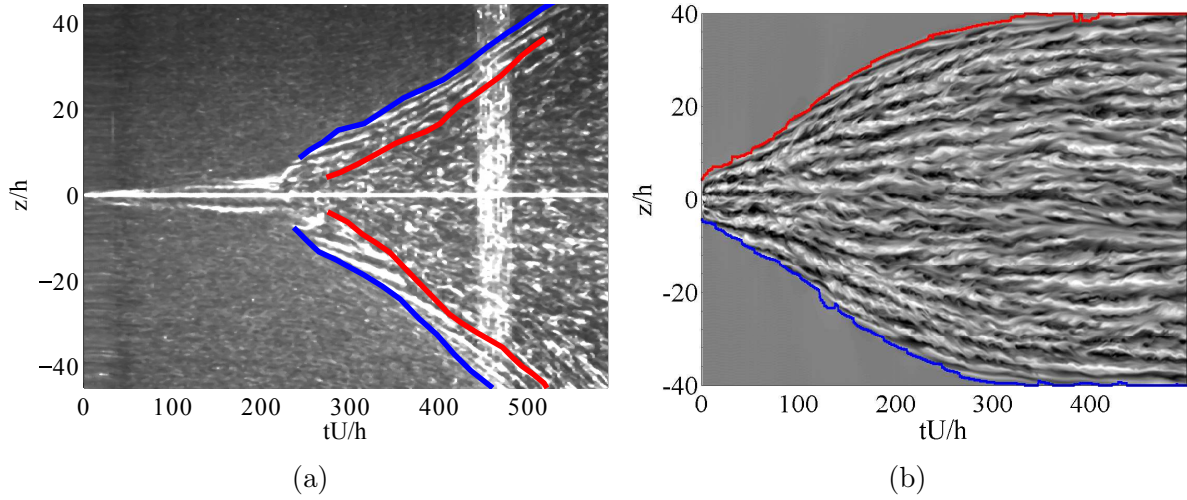


FIGURE 3.6: (a) Diagramme spatio-temporel issu d'une visualisation expérimentale correspondant à la croissance de la poche turbulente de la figure 3.4 selon la ligne transversale qui coupe la bille, $Re = 403$. La bande verticale blanche visible entre les instants $450 h/U$ et $480 h/U$ correspond au scotch qui referme la courroie en plastique. (b) Diagramme spatio-temporel issu de DNS. La vitesse U_x/U selon la ligne transversale $x = 0$ est extraite à chaque instant, $Re=400$.

Dans le cas des simulations numériques, la perturbation créée au temps $t = 0$ déstabilise suffisamment l'écoulement pour que la croissance de la poche commence immédiatement. Les diagrammes spatio-temporels issus des champs de vitesse U_x/U dans le plan $y = 0$ comme celui tracé sur la figure 3.6b permettent de distinguer l'état turbulent de l'état laminaire grâce à une unique frontière matérialisée par une ligne rouge sur la figure 3.6b.

Nature et origine des objets de bords Aux bords des poches turbulentes, il a été montré numériquement [48, 44, 22] et expérimentalement (chapitre 4) que des écoulements à grande échelle sont induits par la coexistence laminaire-turbulent (plus de détails à ce propos sont présents dans la partie 1). Sur la ligne $(x, y) = (0, 0)$ centrée sur la poche turbulente, ils sont principalement orientés selon la direction z et se dirigent vers l'ex-

térieur de la poche. Leur topologie est ainsi exactement celle requise pour expliquer les tourbillons de bord comme une simple advection des structures cohérentes localisées aux bords transversaux de la poche comme le mentionnent déjà Duguet & Schlatter [22]. Ces structures sont en effet clairement visibles aux bords transversaux de la poche turbulente représentée sur la figure 3.4 et sont similaires à celles observées par Hegseth [36]. Une piste de réflexion est d’envisager ces tourbillons de bords comme la signature de la première étape du processus de lift-up qui mène au processus d’auto-entretien de la turbulence mis en évidence par Waleffe *et al.* [72] et détaillé dans la partie 1. A ces tourbillons sont liées des stries qui n’ont pas encore été déstabilisées (deuxième étape du processus de Waleffe) et que l’on peut voir sur le diagramme spatio-temporel de U_x/U sur la figure 3.2. On observe en effet que les stries nucléées à l’*extérieur* sont lisses et droites avant d’être sujettes à une instabilité de stries [71] qui tendra à transformer ces structures transitoires en stries turbulentes.

Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer l’apparition de ces tourbillons de bords. Un mécanisme d’instabilité qui pourrait être celui proposé par Hegseth [36] ou un mécanisme local de croissance par déstabilisation tel que celui proposé par Gadelhak [27] et repris par les équipes de KTH [38, 63] et du CEA-Saclay [16]. L’idée est que le profil laminaire proche du bord de la poche turbulente est modifié du fait de la présence des écoulements à grande échelle. Ce nouveau profil peut alors être déstabilisé via un mécanisme d’instabilité linéaire. D’autres points de vue peuvent être adoptés. La propagation du front turbulent dans l’écoulement laminaire peut créer des perturbations en amont du front lui même. Ces perturbations, elles mêmes stationnaires dans le repère du front, vont être amplifiées. On peut également envisager d’autres mécanismes mais nos travaux ne permettent pas de statuer entre ces différentes propositions.

3.3 Taux de croissance de poche turbulente

Détection de fronts (expérience) On se focalise d’abord sur le front transversal de la poche turbulente et sur sa vitesse. Nous avons ici utilisé le front entre l’écoulement turbulent et les tourbillons de bords. Ce front est lié par une simple translation au front entre l’écoulement turbulent et les tourbillons de bords. Le choix entre l’utilisation de l’un ou l’autre est donc indifférent et ne modifie pas les résultats que nous allons présenter. Les positions du front sont détectées manuellement pour chacune des expériences. Chacun des fronts transversaux (front haut et front bas) est recalé en temps en imposant que le temps $t = 0$ corresponde à une position du front de $z = \pm 16 h$. Une fois ce recalage réalisé, on superpose l’ensemble des positions des fronts issus des réalisations faites à un même nombre de Reynolds.

Détection de fronts (simulations) La même étude est réalisée à partir des données issues des DNS. Les diagrammes spatio-temporels utilisés sont obtenus en extrayant la

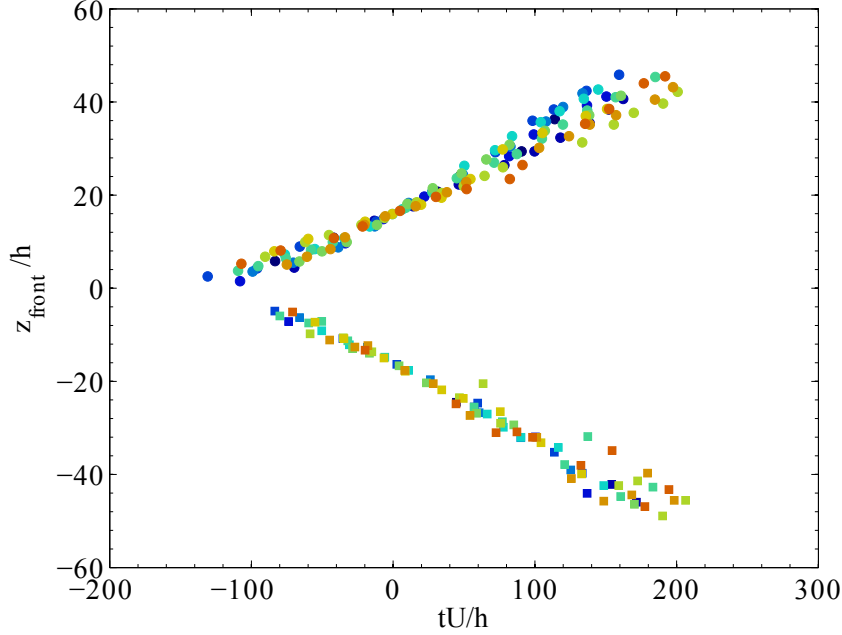


FIGURE 3.7: Front de la poche turbulente pour chaque réalisation (une couleur par réalisation) à $Re = 403$ (données expérimentales).

vitesse longitudinale U_x/U dans le plan $y = 0$ le long de la ligne transversale $x = 0$ centrée sur la perturbation. On peut définir deux états possibles : l'état laminaire et l'état turbulent qui correspond au reste de l'écoulement. Quand l'écoulement est laminaire, le profil de Couette est linéaire et $U_x/U = 0$ dans le plan $y = 0$. En $y = 0$, les écoulements à grande échelle induits par la présence d'une poche turbulente sont principalement orientés selon z et sont donc peu visibles à partir de la composante U_x de la vitesse. On détecte donc l'état laminaire comme la zone où la vitesse est uniforme et égale à zéro. La figure 3.6b illustre un front de poche typique que l'on obtient à partir de cette détection. La figure 3.8 réunit l'ensemble des fronts issus des cinq simulations réalisées à un même nombre Reynolds d'évolution $Re = 400$. On constate une faible dispersion entre les réalisations. De plus, contrairement au cas expérimental, il n'est pas nécessaire de faire un recalage en temps pour superposer les fronts.

Front moyen Que ce soit pour les données issues de l'expérience ou des simulations numériques, nous utilisons le même traitement pour obtenir la vitesse moyenne associée aux fronts. Des exemples de signaux de vitesse déduits par cette méthode pour un $Re = 403$ sont présentés sur la figure 3.9a. A chaque Re , nous avons accès à un ensemble de positions de fronts issus de plusieurs réalisations. L'ensemble de ces positions crée un

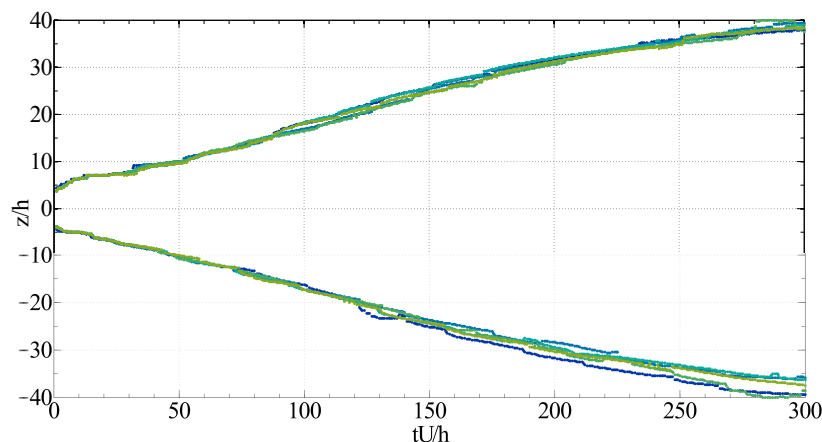


FIGURE 3.8: Front de la poche turbulente pour chaque réalisation (une couleur par réalisation) pour $Re = 400$ (données numériques)

nuage de points (exemples sur la figure 3.7 et sur la figure 3.8). A partir de ces nuages, deux traitements sont réalisés indépendamment. D'une part, on déduit cinq fronts qui correspondent chacun à une interpolation de type spline cubique pour des paramètres de rugosité λ différents compris dans une gamme $[0.55 : 0.95]$ avec un pas de 0.1. En dérivant, on a alors accès à cinq signaux de vitesse associés. La moyenne de ces cinq signaux de vitesse permet de définir une première vitesse qui correspond à la courbe rose pour le front haut et à la courbe bleu cyan pour le front bas visibles sur la figure 3.9a. La déviation standard associée fournit une première barre d'erreur. On constate que la barre d'erreur est relativement réduite ce qui nous montre le peu d'influence du paramètre de rugosité. Le principe de la seconde méthode est de définir une enveloppe en cherchant les minimas et les maximas locaux de ce nuage de points (figure 3.7). Trois interpolations de type spline cubique pour un paramètre de rugosité fixe $\lambda = 0.75$ sont appliquées ; une sur l'ensemble du nuage de points, une sur l'enveloppe haute et une sur l'enveloppe basse. De ces trois interpolations, on déduit trois signaux de vitesse qu'on moyenne entre eux, ce qui permet de définir une seconde vitesse qui correspond à la courbe rouge pour le front haut et à la courbe bleu marine pour le front bas (courbes visibles sur la figure 3.9a). La déviation standard associée fournit également une seconde barre d'erreur. La vitesse finale du front retenue correspond à la moyenne des deux vitesses issues des deux traitements utilisés (variation de rugosité et enveloppe). La barre d'erreur retenue est la plus importante parmi celles obtenues via les deux traitements. La figure 3.9b montre la vitesse finale du front pour $Re = 403$ et la barre d'erreur associée, déduites des données expérimentales.

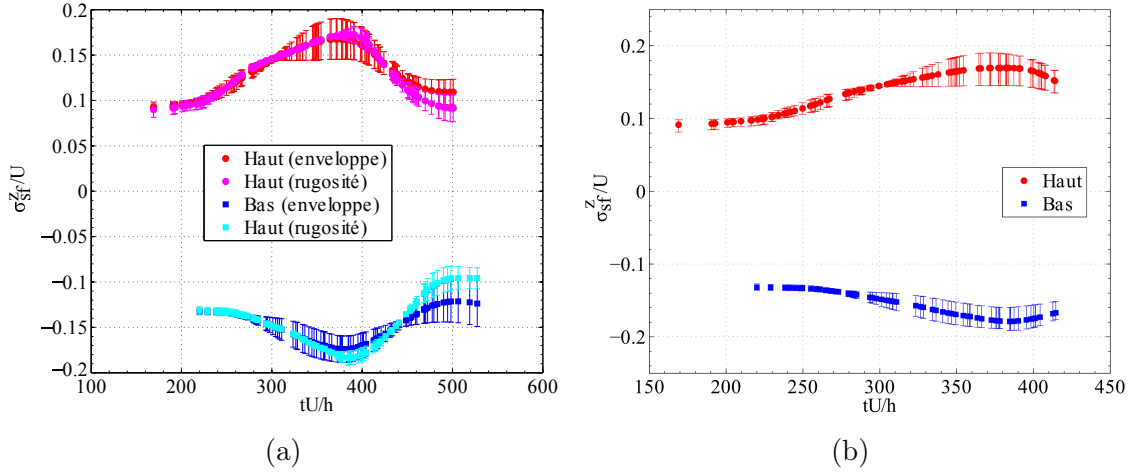


FIGURE 3.9: (a) Vitesse du front en fonction du temps issue des deux traitements . (b) Vitesse finale du front en fonction du temps pour $Re = 403$ (données expérimentales).

Vitesse Les variations temporelles seront discutées dans la partie 5. Dans cette partie, nous nous concentrons sur les variations en fonction du nombre de Reynolds d'évolution. Nous moyennons donc en temps la vitesse pour obtenir finalement l'évolution de la vitesse des fronts haut et bas visibles sur la figure 3.10 en fonction du nombre de Reynolds d'évolution. On définit le taux de croissance de la poche $\overline{\sigma_{sf}^z}$ qui correspond à la moyenne de la norme des vitesses des fronts haut et bas. L'évolution de la somme de la vitesse des fronts haut et bas, correspondant à $2 \times \overline{\sigma_{sf}^z}$, en fonction du nombre de Reynolds est tracée en noir sur la figure 3.10a pour les données issues de l'expérience et sur la figure 3.10b pour les données issues des simulations numériques. On observe dans les deux cas une augmentation de $2 \times \overline{\sigma_{sf}^z}$ avec le nombre de Reynolds. L'évolution en fonction du nombre de Reynolds de la vitesse des fronts hauts (points tracés en rouge) et de celle de la vitesse des fronts bas (points tracés en bleu) sont quasiment identiques. En moyenne, on ne constate donc aucune asymétrie entre les vitesses des fronts haut et bas.

Comparaison avec les études précédentes Les taux de croissance d'une poche turbulente selon la direction transversale $\overline{\sigma_{sf}^z}$ sont réunis sur la figure 3.11. Les vitesses issues des données numériques et expérimentales croissent en fonction de Re et ce dans une même gamme. Quel que soit le nombre de Reynolds considéré, $\overline{\sigma_{sf}^z}$ est légèrement supérieur pour les données issues de l'expérience par rapport à celles issues des simulations numériques. Cette différence est inférieure aux barres d'erreur. Les deux vitesses sont également en accord avec les données issues du groupe de CEA-Saclay [16] représentées sur la même figure. On constate que les taux de croissance provenant des données issues du groupe de CEA-Saclay sont légèrement inférieurs à ceux provenant de l'ensemble de nos données. Il

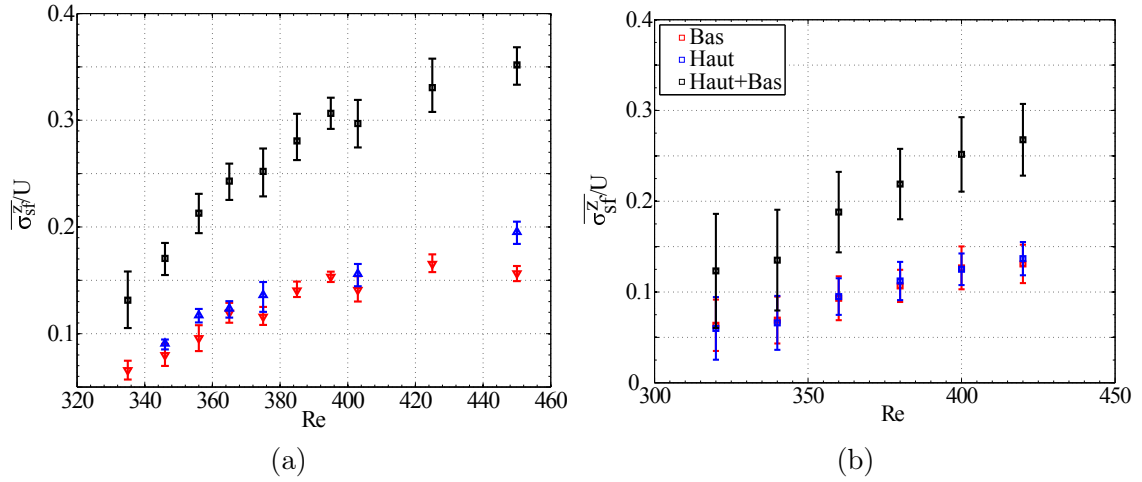


FIGURE 3.10: Vitesse du front haut (bleu), bas (rouge) et global (noir) d'une poche turbulente en fonction du Re (a) pour les données issues de l'expérience et (b) pour des données issues des simulations numériques

est à noter que la moyenne temporelle n'a pas été faite sur le même intervalle de temps que celui utilisé dans notre étude ce qui peut être une des justifications de cet écart de valeur. Les vitesses mesurées par l'équipe de KTH [64] ont été obtenues à des Re plus élevés et une comparaison directe est donc moins pertinente.

3.4 Taux d'advection de poche turbulente

Détection des tourbillons A partir des diagrammes spatio-temporels (figure 3.6b et 3.2 pour les simulations et figure 3.6a pour l'expérience), nous extrayons manuellement le début et la fin des trajectoires de chacun des tourbillons de bords visibles. Leur trajectoire est considérée rectiligne. A chacune des trajectoires de tourbillon, on peut donc associer une vitesse correspondant à la pente. La figure 3.12a montre l'ensemble des trajectoires des tourbillons de bords qui ont été extraites des diagrammes spatio-temporels pour des réalisations expérimentales à $Re = 403$. La figure 3.12b montre l'ensemble des vitesses déduites qui sont représentées par des points de couleurs. Une couleur correspond à une réalisation. La droite correspond quant à elle à la régression linéaire.

Vitesse Une moyenne d'ensemble et en temps est appliquée à l'ensemble des vitesses des tourbillons de bords estimées à partir de toutes les réalisations correspondantes à un Re donné. La figure 3.13 réunit l'évolution de la vitesse des fronts et des tourbillons de bords en fonction de Re pour les données issues de l'expérience (figure 3.13a) et pour les données issues des simulations (figure 3.13b). Dans les deux cas, les vitesses augmentent

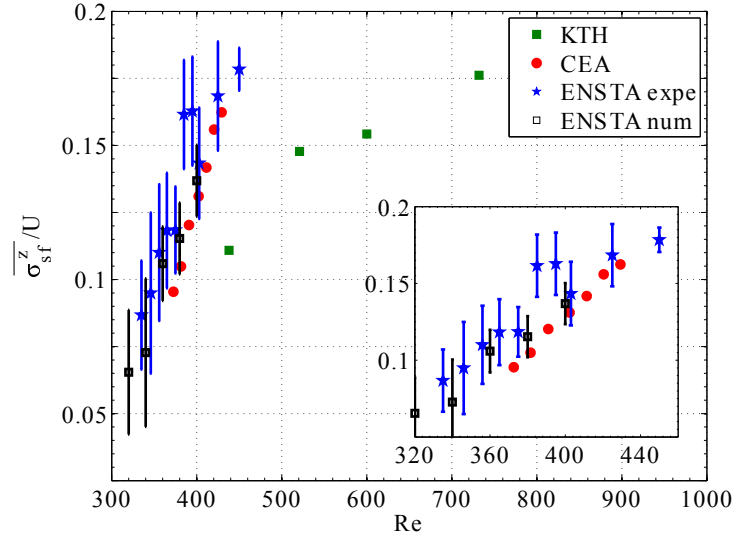


FIGURE 3.11: Vitesse globale du front de la poche turbulente en fonction de Re , obtenues par différentes équipes.

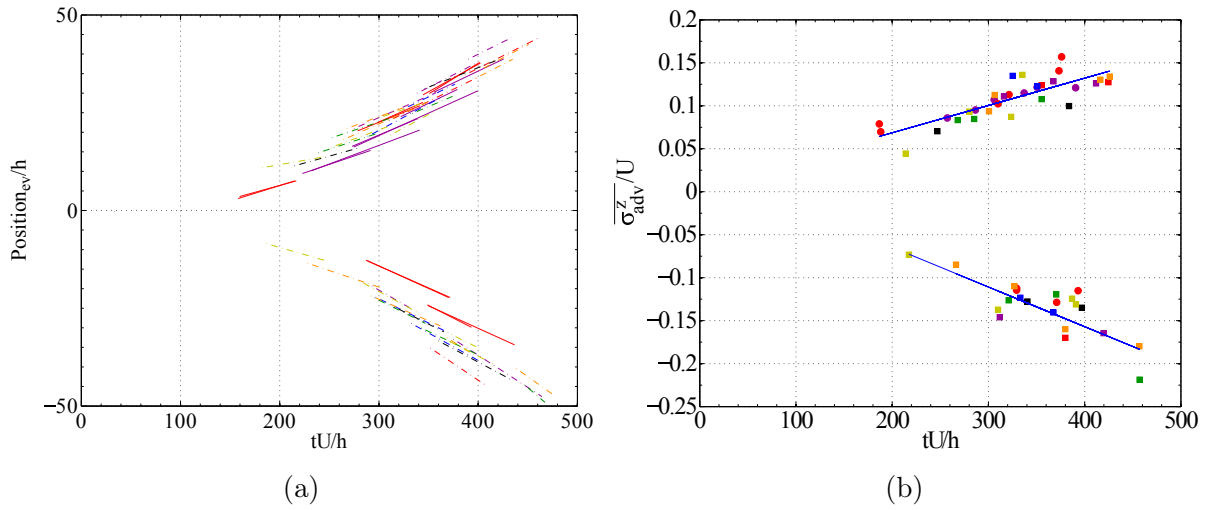


FIGURE 3.12: (a) Trajectoire des tourbillons de bords de poche turbulente à $Re=403$. Chaque couleur correspond à une réalisation différente (b) Vitesses déduites.

avec le nombre de Reynolds. La vitesse moyenne des tourbillons de bords ($\overline{\sigma_{adv}^z}$) correspond aux deux tiers (expérience) ou à la moitié (simulation numérique) du taux de croissance total de la poche turbulente ($\overline{\sigma_{sf}^z}$) pour des Re suffisamment élevés ($Re > 350$ pour les expériences ou $Re > 320$ pour les simulations numériques). De manière générale, à un

même nombre de Reynolds d'évolution, les vitesses issues des données expérimentales sont légèrement supérieures à celles issues des données des simulations.

On constate également que le front de la poche va plus vite que les tourbillons de bords. Sur la figure 3.2a, on observe que les structures sur les bords deviennent des stries turbulentes. Les stries de bords (et les tourbillons de bords associés) ne sont que des structures transitoires et vont devenir après une dizaine d'unités h/U des stries turbulentes. Le front avance, entre autres, parce que ces structures transitoires deviennent turbulentes. La vitesse des tourbillons de bords peut donc être inférieure à celle du front de la poche.

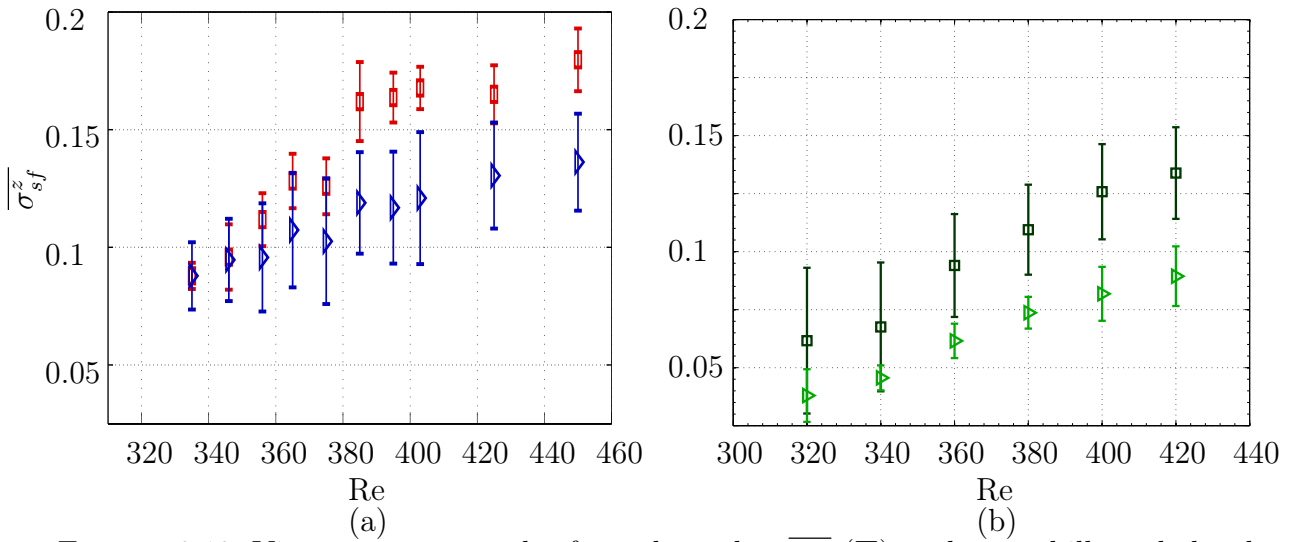


FIGURE 3.13: Vitesses moyennes des front de poches $\overline{\sigma_{sf}^z}$ (\square) et des tourbillons de bords $\overline{\sigma_{adv}^z}$ (\triangleright) en fonction de Re (a) dans l'expérience et (b) en simulation numérique

3.5 Deux mécanismes de croissance

La différence entre $\overline{\sigma_{adv}^z}$ et $\overline{\sigma_{sf}^z}$ peut s'expliquer par la présence de deux mécanismes différents de croissance. La croissance locale en bord de poche qui est souvent évoquée dans la bibliographie [27, 38, 63, 16] correspond à la nucléation des nouvelles stries à l'*extérieur* de la poche turbulente. On associe à cette croissance un taux $\overline{\sigma_{loc}^z}$. Il correspond au taux de croissance que l'on trouve quand on a une croissance sans advection. Il pourra être comparé à celui obtenu dans un domaine étroit tel que celui étudié par Duguet *et al* [20] et détaillé dans la partie 1.

Nous suggérons un mécanisme additionnel reposant sur l'advection par les écoulements à grande échelle présents du fait de la coexistence laminaire-turbulent. En $x = 0$, ils sont uniquement orientés selon la direction transversale z et extraient du fluide de la poche turbulente. En conséquence de cette topologie, la poche turbulente s'étale selon la direction

z . On peut associé à cet étalement un taux de croissance par advection qui correspond au taux d'advection des tourbillons (et de la poche elle-même) $\overline{\sigma_{adv}^z}$. Si la poche turbulente s'étale sans aucune nucléation, la longueur d'onde locale des stries qui la constituent augmente. De nouvelles stries doivent être nucléées *dans* la phase turbulente elle-même afin de rétablir l'état privilégié qui consiste en des stries de longueur d'onde λ_c . Pour illustrer cette idée, la figure 3.2 permet l'observation en détail d'exemples de nucléations à l'intérieur de la poche turbulente. Le taux de croissance associé à ce second mécanisme est $\overline{\sigma_{adv}^z}$. Nous avons donc identifié deux mécanismes de croissance, un local et un global dont les taux de croissance sont respectivement $\overline{\sigma_{loc}^z}$ et $\overline{\sigma_{adv}^z}$. Le taux de croissance total peut alors être écrit de la manière suivante :

$$\overline{\sigma_{sf}^z} = \overline{\sigma_{loc}^z} + \overline{\sigma_{adv}^z} \quad (3.1)$$

A partir des mesures de $\overline{\sigma_{adv}^z}$ et $\overline{\sigma_{sf}^z}$ présentées sur la figure 3.13, nous avons une estimation de $\overline{\sigma_{loc}^z}$:

$$\overline{\sigma_{loc}^z} = \overline{\sigma_{sf}^z} - \overline{\sigma_{adv}^z} \quad (3.2)$$

Pour comparer l'importance relative des deux mécanismes, $\overline{\sigma_{loc}^z}/\overline{\sigma_{sf}^z}$ apparaît comme une quantité adéquate à étudier. Son évolution est montrée sur la figure 3.14. Pour les données expérimentales, une augmentation de $\overline{\sigma_{loc}^z}/\overline{\sigma_{sf}^z}$ à faible Re est suivie par une saturation autour d'un ratio d'environ 0.3 pour les Re plus élevés. Pour les données numériques, le plateau est directement atteint et se situe à un ratio de 0.35. On peut tout d'abord noter que ce ratio est du même ordre de grandeur dans le cas des données expérimentales et numériques. Ce rapport est également à comparer avec le rapport du nombre de nucléations de stries *extérieures* sur le nombre total de nucléations qui est tracé sur la figure 3.3. Pour des $Re > 340$, N_{IN}/N_{TOT} est constant et vaut environ 0.5. Les ordres de grandeurs sont cohérents même si le ratio $\overline{\sigma_{loc}^z}/\overline{\sigma_{sf}^z}$ est plutôt de 0.35 que de 0.5. Cette différence peut éventuellement s'expliquer par une légère sous estimation du nombre de nucléations à l'intérieur de la poche turbulente. En effet, autant il est très aisé de compter le nombre de nucléations aux bords de la poche turbulente (extérieur), autant l'algorithme est moins performant pour la détection des nucléations à l'intérieur de la poche turbulente. Une piste d'amélioration serait d'augmenter la qualité de la détection automatique des trajectoires des stries.

3.6 Conclusions

Nous avons étudié la croissance de poches turbulentes expérimentalement et numériquement. Nous nous sommes focalisés sur le comportement moyen en temps. Des tourbillons transitoires sont observés à la frontière laminaire-turbulent et sont identifiés comme

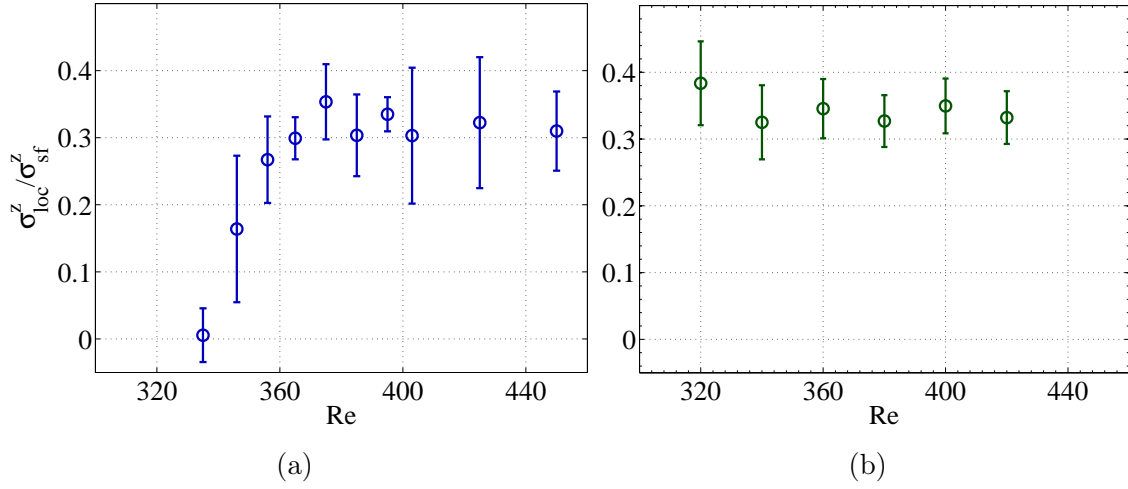


FIGURE 3.14: ratio entre $\overline{\sigma_{loc}^z} = \overline{\sigma_{sf}^z} - \overline{\sigma_{adv}^z}$ et $\overline{\sigma_{sf}^z}$ en fonction de Re dans l'expérience (a) et en simulation numérique (b)

la première étape du processus de lift-up. Nous les avons suivis au niveau des bords longitudinaux de la poche turbulente. Leur nucléation est associée à un mécanisme de croissance locale alors que leur dérive est due à une advection globale par les écoulements à grande échelle. Nous nous sommes concentrés sur le taux d'expansion du spot selon la direction transversale $\overline{\sigma_{sf}^z}$ qui correspond à la somme des vitesses des deux fronts transversaux de la poche turbulente. Nous avons pointé deux contributions à ce taux : d'un côté $\overline{\sigma_{adv}^z}$ qui indique la contribution globale de l'advection, et de l'autre côté, $\overline{\sigma_{loc}^z} = \overline{\sigma_{sf}^z} - \overline{\sigma_{adv}^z}$ qui correspond à un mécanisme local ayant lieu sur les bords transversaux de la poche. Les deux mécanismes sont dépendants du nombre de Reynolds. Le second correspond à la nucléation de nouvelles stries à l'*extérieur* de la poche turbulente alors que le premier est associé à des nucléations à l'*intérieur* de la poche elle-même. Ceci donne un nouvel éclairage sur l'origine des deux types de nucléations que nous avons observés sur le diagramme spatio-temporel présenté sur la figure 3.2a.

Les écoulements à grande échelle semblent jouer un rôle clef dans le mécanisme de la croissance de poches turbulentes. Le chapitre suivant a pour objectif d'observer en détail leur topologie et de les quantifier plus précisément.

Chapitre 4

Mise en évidence et quantification d'écoulements à grandes échelles en présence de coexistence laminaire-turbulent

Ce chapitre s'intéresse au rôle des écoulements à grande échelle durant l'expansion de zones turbulentes. Le premier objectif est de mettre en évidence expérimentalement la présence d'un écoulement à grande échelle durant l'invasion d'un écoulement, initialement laminaire, par un écoulement turbulent. Pour cela, nous avons mesuré expérimentalement par PIV, des champs de vitesse de l'écoulement pour deux types d'invasions : un front unique et la croissance d'une poche turbulente. Calculer les spectres associés aux différentes composantes de vitesse nous a permis de mettre en évidence une séparation d'échelle. Le filtrage permet ensuite d'isoler les grandes et petites échelles. Nous avons alors identifié des écoulements à grande échelle présents durant l'invasion d'un écoulement laminaire par un écoulement turbulent.

Nous avons ensuite quantifié simultanément l'énergie de cet écoulement à grande échelle et l'énergie de l'écoulement turbulent composé de stries de vitesse à plus petite échelle. Nous avons identifié différents régimes en fonction du nombre de Reynolds d'évolution et étudié la dynamique temporelle au cours des différentes phases de la croissance. Nous avons mis en évidence un transfert d'énergie entre la poche turbulente et l'écoulement à grand échelle.

Une étude comparative a été réalisée en s'appuyant sur des champs de vitesses issus de simulations numériques.

4.1 Mise en évidence des écoulements à grande échelle

Coexistence dans l'expérience : Nous utilisons deux protocoles de perturbation, la marche sans perle et la marche avec perle. Dans les deux cas, l'écoulement est totalement laminaire au début de l'expérience. La turbulence apparaît soit sur les bords latéraux de l'expérience dans le cas de la marche sans perle, soit autour de la perle dans le second cas. Les visualisations associées à ces deux types de perturbations sont montrées sur la figure 2.8 dans la partie 2. Une fois la turbulence apparue, elle envahit graduellement de plus en plus d'espace, jusqu'à atteindre une fraction turbulente plus ou moins stationnaire qui est fonction du nombre de Reynolds. Cette fraction turbulente peut être égale à 1 si le nombre de Reynolds d'évolution est supérieur à Re_t ou inférieur dans le cas contraire.

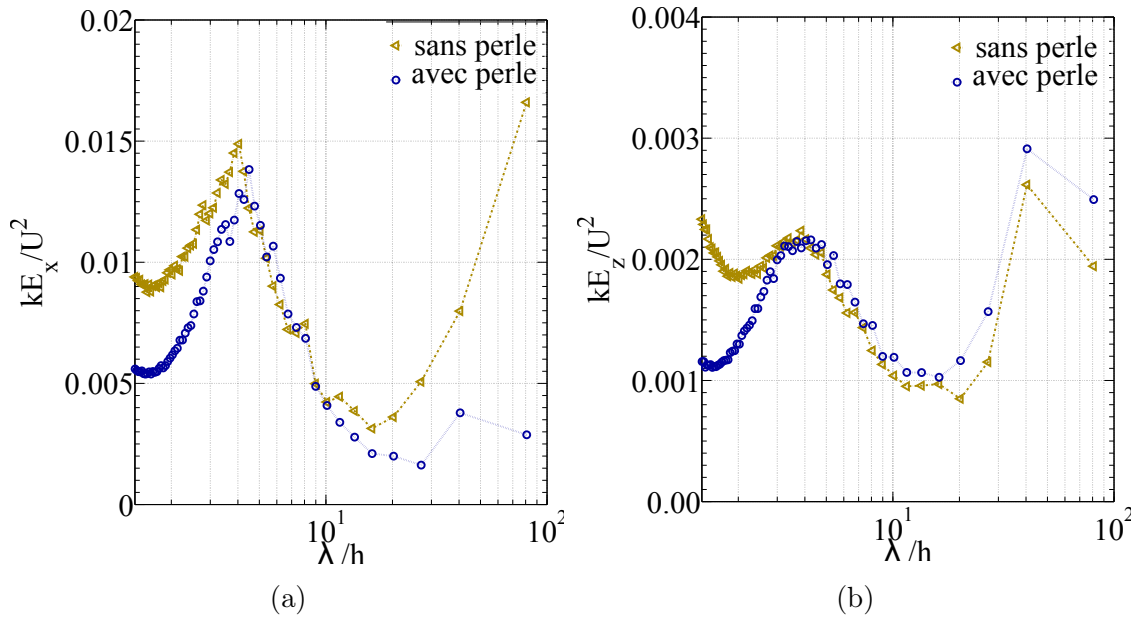


FIGURE 4.1: Spectres adimensionnés de puissance pré-multipliés typiques associés à U_x (a) et U_z (b) pour une expérience de marche sans perle (triangles) et avec perle (cercles). Les mesures sont faites dans le plan $y/h \sim 0.2$ pour $Re = 450$ dans le cas de la marche sans perle et dans le plan $y/h \sim 0$ pour $Re = 403$ dans le cas de la marche avec perle

La figure 4.1 présente les spectres de puissance pré-multipliés associés à U_x (a) et U_z (b) obtenus à partir des deux types de protocoles de perturbation. Les spectres sont moyennés durant 2 secondes (10 champs de vitesse consécutifs). Ils sont calculés pour des temps correspondant à des fractions turbulentes intermédiaires (entre 0.25 et 0.75 environ). La valeur exacte de la fraction turbulente ne peut pas être fournie car la fenêtre de PIV ne représente qu'un tiers de la zone où l'écoulement de Couette plan est réalisé. Deux pics sont visibles, l'un autour de $\lambda/h \simeq 4-5$ et l'autre autour de $\lambda/h \simeq 40$. Le premier correspond aux stries et a été discuté dans la partie 2. Le second est associé à

des structures à grande échelle. Le pic associé aux stries est cinq fois plus intense sur la composante longitudinale que sur la composante transversale. Cette proportion est cohérente avec celle obtenue dans le cas d'un écoulement uniformément turbulent (cf. partie 2). En ce qui concerne la longueur d'onde à grande échelle, le même niveau d'énergie est observé sur les deux composantes.

Influence du plan de mesure Nous avons réalisé nos mesures dans différents plans y/h : un plan proche du milieu de l'expérience en $y/h \sim 0.2$ et un autre plus décalé en $y/h \sim 0.5$. Les spectres de puissance adimensionnés pré-multipliés associés sont tracés sur la figure 4.2. En ce qui concerne l'énergie des stries, la position et l'intensité du pic ne sont pas affectées par le plan de mesure alors que c'est le cas pour la distribution d'énergie autour des grandes longueurs d'onde. Le pic à grande échelle associé à kE_x (figure 4.2a) est plus prononcé dans les plans proches des parois. Le spectre kE_z (figure 4.2b) n'est presque pas affecté par la position du plan de mesure. Pour résumer, il est plus aisé de

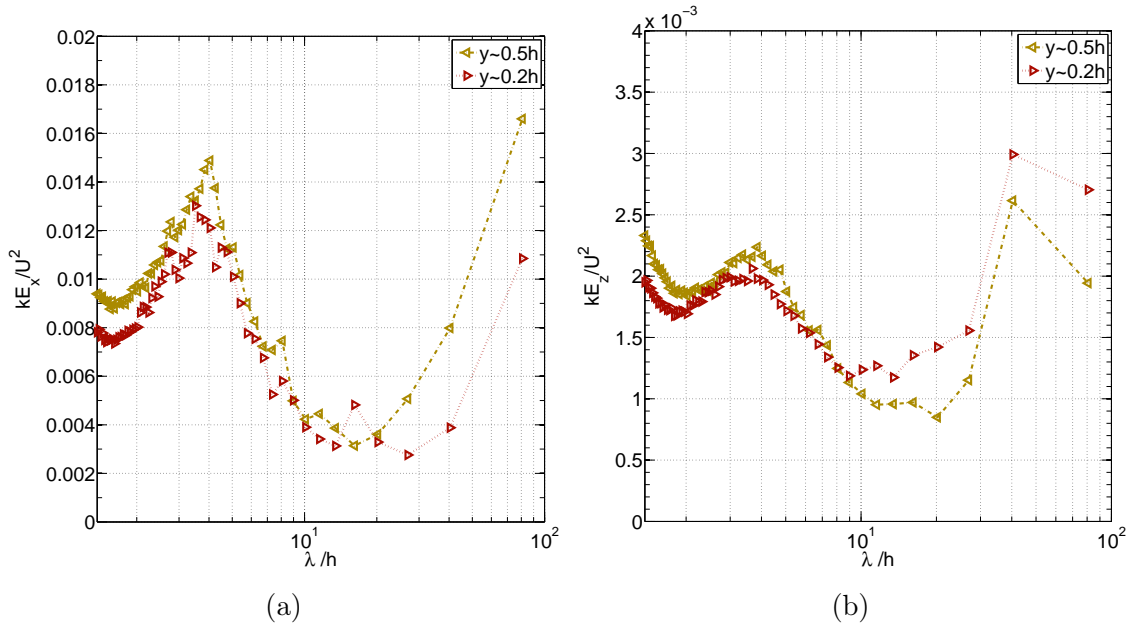


FIGURE 4.2: Spectre de puissance adimensionné pré-multiplié associé à U_x (a) et U_z (b) pour une expérience de rampe dans différents plans.

détecter les écoulements à grande échelle en utilisant la composante kE_z que kE_x car leur énergie est, dans ce premier cas, du même ordre que celle des stries. Pour la composante kE_x , les écoulements à grande échelle ont une signature plus importante dans les plans décalés par rapport au plan médian aux deux parois (en $y = 0$).

Limitation de taille La longueur d'onde associée aux grandes échelles est conditionnée par la dimension de la zone de mesure des champs de vitesse. La taille maximale de zone de mesure de vitesse est ici de $305 \times 310 \text{ mm}^2$. Les structures observables de plus grande échelle sont donc d'environ $300/2 \text{ mm}$ ce qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = 40 h$. Les structures que nous observons sont visibles pour cette longueur d'onde critique et sont associées à l'avant dernier point de tous les spectres que l'on observe.

Coexistence artificielle Pour s'assurer que cette structure à grande échelle n'est pas un artefact, nous avons tracé le spectre d'un champ turbulent présent uniquement sur la moitié d'une zone de mesure. Pour cela nous sommes partis d'un champ totalement turbulent auquel nous avons appliqué un filtrage spatial à l'aide d'une gaussienne. Le champ de vitesse synthétique associé U_x est tracé sur la figure 4.3a. Les spectres adimensionnés kE_x du champ totalement turbulent et du champ partiellement turbulent sont tracés sur la figure 4.3b. On constate que dans le cas d'une coexistence laminaire-turbulent artificielle de ce type, aucun pic à grande échelle n'est observable. Seule une diminution de l'intensité de l'énergie associée aux stries est notable. Cette variation d'intensité est directement liée à la fraction turbulente dans la fenêtre d'observation.

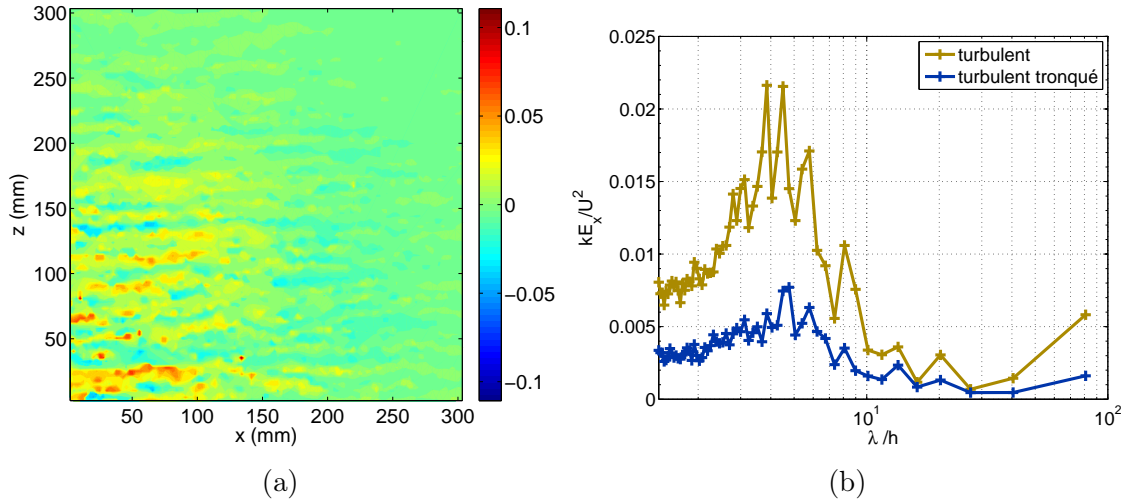


FIGURE 4.3: (a) Champ de vitesse U_x rendu artificiellement partiellement turbulent et (b) spectres de puissance adimensionnés pré-multipliés associés à U_x pour un champ totalement turbulent ($Re = 450$) et pour un champ artificiellement partiellement turbulent.

Spectre compensé ou non Que ce soit pour E_x (figure 4.4a et figure 4.4b) ou E_z (figure 4.4c et figure 4.4d), la densité spectrale d'énergie associée aux grandes échelles est visible que le spectre soit compensé ou non. En revanche, on constate que compenser les spectres permet de faire ressortir l'énergie associée aux longueurs d'onde plus courtes (typiquement

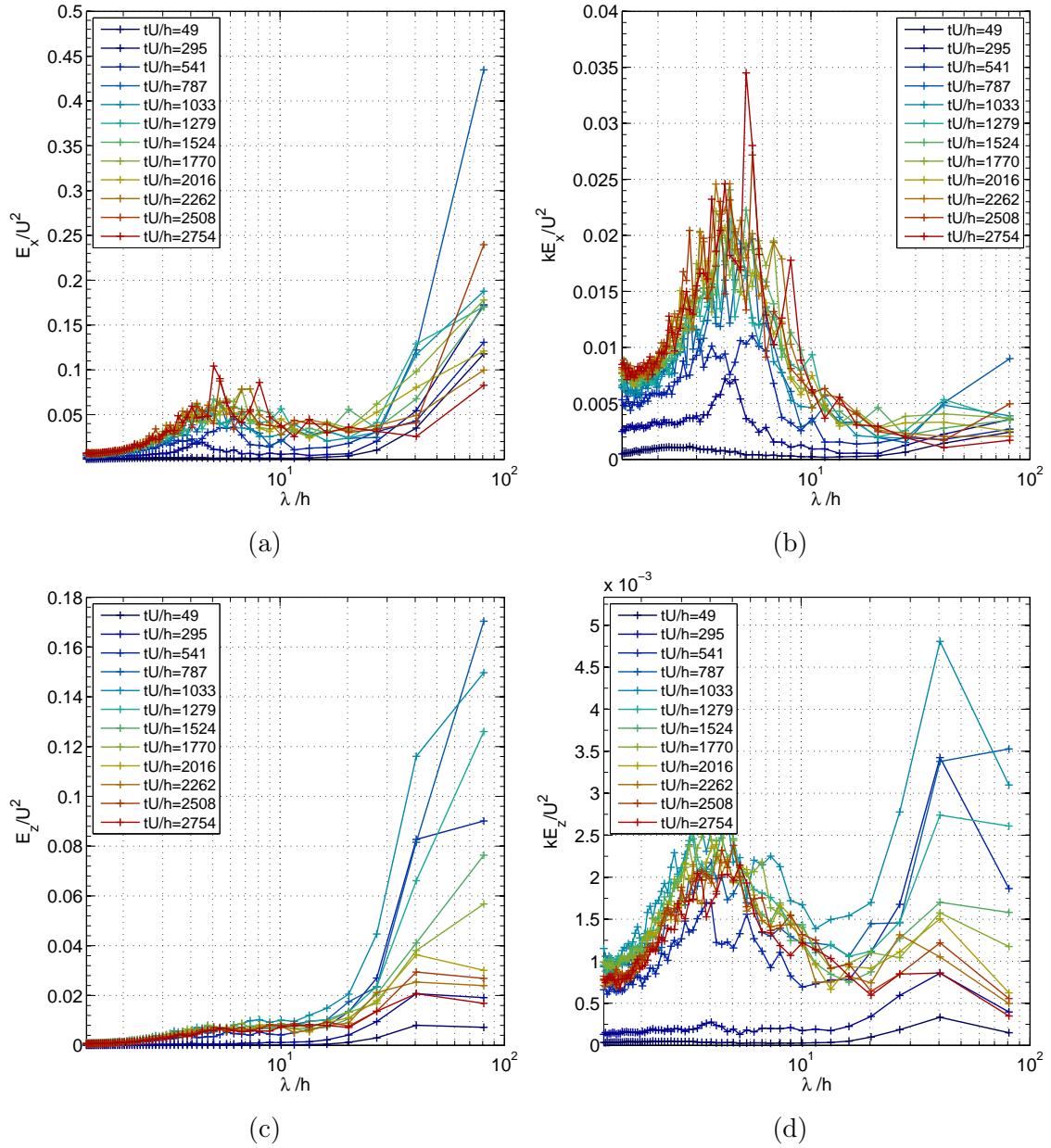


FIGURE 4.4: Spectres de puissance non compensés ((a) et (c)) et compensés ((b) et (d)) associés à l'énergie issue de U_x ((a) et (b)) et de U_z ((c) et (d)) pour une rampe avec perle à $Re = 375$.

l'énergie associée aux stries). Il faut garder à l'esprit que l'on souhaite comparer l'énergie associée aux différentes échelles, c'est à dire l'aire sous la densité spectrale d'énergie. L'intérêt de compenser la densité spectrale d'énergie en utilisant simultanément l'échelle log/lin est que l'on compare directement les énergies des structures associées à différentes échelles spatiales. Pour ces raisons, tous les spectres présentés sont compensés par le nombre d'onde k . Nous cherchons à détecter des structures dans l'espace physique ce qui explique le choix de tracer les spectres en fonction de la longueur d'onde λ plutôt qu'en fonction de k .

Filtre La séparation d'échelle visible sur les spectres de la figure 4.1 nous permet de définir sans ambiguïté une longueur d'onde de coupure en $\lambda_c/h = 24$. On peut alors extraire les écoulements grande et petite échelles avec des filtres Butterworth du 4^e ordre respectivement passe-bas et passe-haut.

La figure 4.5 présente des champs de vitesse U_z et de vorticité normale ω_y associés aux petites et grandes échelles pour une expérience de marche avec perle. Tous ces champs correspondent à un même instant choisi pendant la croissance d'une poche turbulente autour d'une perle à $Re = 347$. L'instant a été choisi de manière à ce que la turbulence remplisse environ la moitié de la fenêtre de PIV.

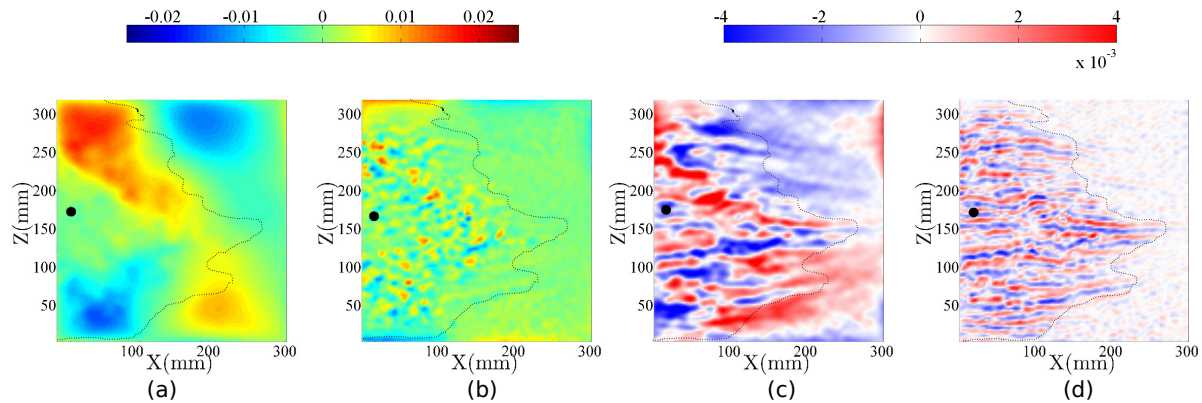


FIGURE 4.5: Champ de vitesse et de vorticité dans un plan (x, z) dans le cas d'une expérience de marche avec perle. U_z aux grandes (a) et petites (b) échelles, $10 \times \omega_y$ aux grandes (c) et ω_y aux petites (d) échelles. Les mesures sont réalisées en $y/h \sim 0$, $Re = 347$. La perle est située au niveau du point noir. Une ligne en pointillé, correspondant au contour de la poche turbulente obtenue manuellement à partir de (d), est tracée pour l'ensemble des champs.

Les champs de vitesse et de vorticité associés aux grandes échelles résultant d'un filtrage passe bas des champs de base mettent en évidence une zone de recirculation à proximité du front de la poche turbulente. Cette recirculation correspond à l'écoulement en forme de quadripôle (ici on n'en voit que la moitié) déjà observé dans des simulations

numériques [48, 44, 22] et illustré sur la figure 1.7 dans le chapitre 1. L'écoulement aux petites échelles est composé de stries de vitesse visibles sur la figure 4.5d. La présence ou non de ces objets permet de déterminer la frontière de la poche turbulente. Selon U_z , on observe des objets de petite taille, désorganisés et fluctuants. Ils sont la trace de la turbulence selon z et sont similaires à ceux observables dans le cas d'un champ entièrement turbulent (figure 2.13a dans le chapitre 2). En considérant conjointement les champs représentés sur les figures 4.5a et 4.5c, on constate que les recirculations à grande échelle se situent de part et d'autre du front de la poche turbulente.

Être aveugle ou l'art de s'adapter Ces structures à grande échelle ont été observées pour d'autres protocoles de perturbation (jet et recuits réchauffés). Malheureusement la fenêtre de PIV étant limitée en taille et donc ne remplissant pas la totalité de la zone où le profil est celui de Couette, il est nécessaire de faire particulièrement attention à ce que l'on observe. En effet, même si nous constatons une coexistence laminaire-turbulent dans la zone d'observation, nous ignorons ce qu'il se passe en dehors de la fenêtre. Notre stratégie a été d'utiliser notre connaissance de l'écoulement et des perturbations contrôlées dont les conséquences sont connues. Ainsi nous nous focalisons dans cette étude uniquement sur l'expérience de la marche où l'invasion de la turbulence se fait par les bords latéraux et sur l'expérience de la marche avec perle où la turbulence apparaît et croît autour de la perle.

Nous avons montré à l'aide de deux protocoles différents que pendant l'invasion de la turbulence dans un écoulement initialement laminaire, des écoulements à grande échelle et aux petites échelles coexistent. Les structures aux petites échelles sont associées aux stries de vitesse présentes dans l'écoulement turbulent alors que les recirculations à grande échelle sont associées à la coexistence des états laminaires et turbulents. L'évolution temporelle de ces différentes structures est l'objet des paragraphes suivants.

4.2 Dynamique de croissance

On repère $t = 0$ comme l'instant où la marche en Re est enclenchée. La figure 4.6 montre le champ de vitesse U_z à différents instants lors d'une expérience de marche sans perle. Lors d'une telle marche, la turbulence envahit le domaine laminaire à partir des bords gauche et droit du domaine (figure 2.8a dans la partie 2). La fenêtre de PIV est située dans la moitié droite de l'expérience. On observe donc uniquement le front turbulent apparaissant sur le bord droit du domaine qui envahit l'écoulement laminaire de la droite vers la gauche. Au premier instant représenté sur la figure 4.6, correspondant à $t = 62 h/U$ après le début de la marche, l'écoulement est laminaire et le champ U_z est majoritairement uniforme. Sur le second champ correspondant à $t = 370 h/U$, une faible zone turbulente est déjà visible dans le coin en haut à droite. Une recirculation à grande échelle est observable

autour du front et est similaire à celle observée dans le cas d'une poche turbulente autour de la perle visible sur la figure 4.5. Sur le troisième instantané, l'écoulement à grande échelle s'est décalé vers la gauche tout comme le front laminaire-turbulent. Enfin, sur le dernier champ, une recirculation est seulement visible proche de l'interface laminaire-turbulent. Lorsque la position considérée est assez éloignée du front de la zone turbulente, on retrouve un champ de vitesse U_z similaire à un champ de vitesse pour un écoulement totalement turbulent (figure 2.13 dans la partie 2). Ceci indique que les écoulements à grande échelle restent localisés à proximité de l'interface laminaire-turbulent et suivent le front de la zone turbulente. Pour mieux comprendre cette interaction et la quantifier, nous allons maintenant considérer l'évolution temporelle des spectres d'énergie prémultipliés.

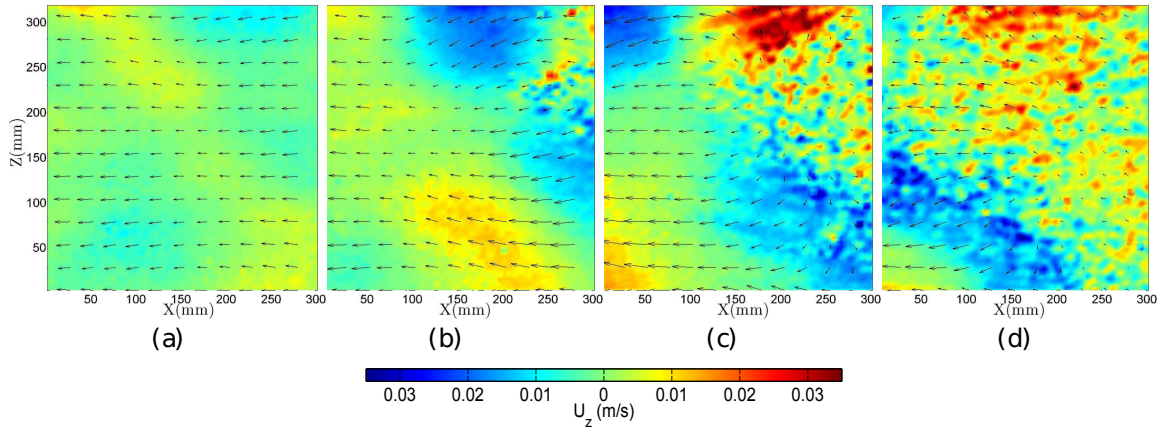


FIGURE 4.6: Instantanés de U_z pendant une marche sans perle à $Re = 450$. (a) $tU/h = 62$, (b) $tU/h = 370$, (c) $tU/h = 551$, (d) $tU/h = 933$. Les vecteurs correspondent aux champs de vitesse (U_x, U_z) filtrés passe-bas pour ne garder que les grandes échelles.

La figure 4.7 montre les spectrogrammes de kE_z pour une expérience de marche sans perle (haut) et avec perle (bas). Dans les deux cas, le scénario est similaire : pendant une première période (1100 h/U pour la marche, 300 h/U pour la perle), les spectres sont quasi uniformes. Aucun pic d'énergie n'est à noter et l'énergie de l'ensemble des échelles est de faible intensité ; l'écoulement est laminaire. Aux grandes échelles, on observe un bruit fluctuant qui fixe la définition de notre système de PIV. Durant une seconde période, de l'énergie émerge aux grands nombres d'onde (supérieurs à $10h$). Cette période est rapidement suivie d'une troisième phase où de l'énergie apparaît autour de $\lambda/h \simeq 4-5$ alors que l'énergie à grande échelle continue à augmenter. Ces augmentations d'énergie correspondent à l'établissement des écoulements à grande échelle et des stries longitudinales, signature d'un écoulement turbulent. On peut noter que les niveaux d'énergie correspondants sont deux à trois fois plus élevés que celui correspondant au bruit dans la première période. La phase finale est caractérisée par une diminution puis une disparition

de l'énergie associée aux échelles autour de $\lambda/h = 40$. Elle correspond aux instants où la turbulence a envahi la totalité de l'écoulement. Nous insistons sur le fait que l'énergie associée aux structures à grande échelle apparaît avant celle associée à la turbulence. Il est à noter qu'il en est de même si on regarde les spectrogrammes associés à kE_x .

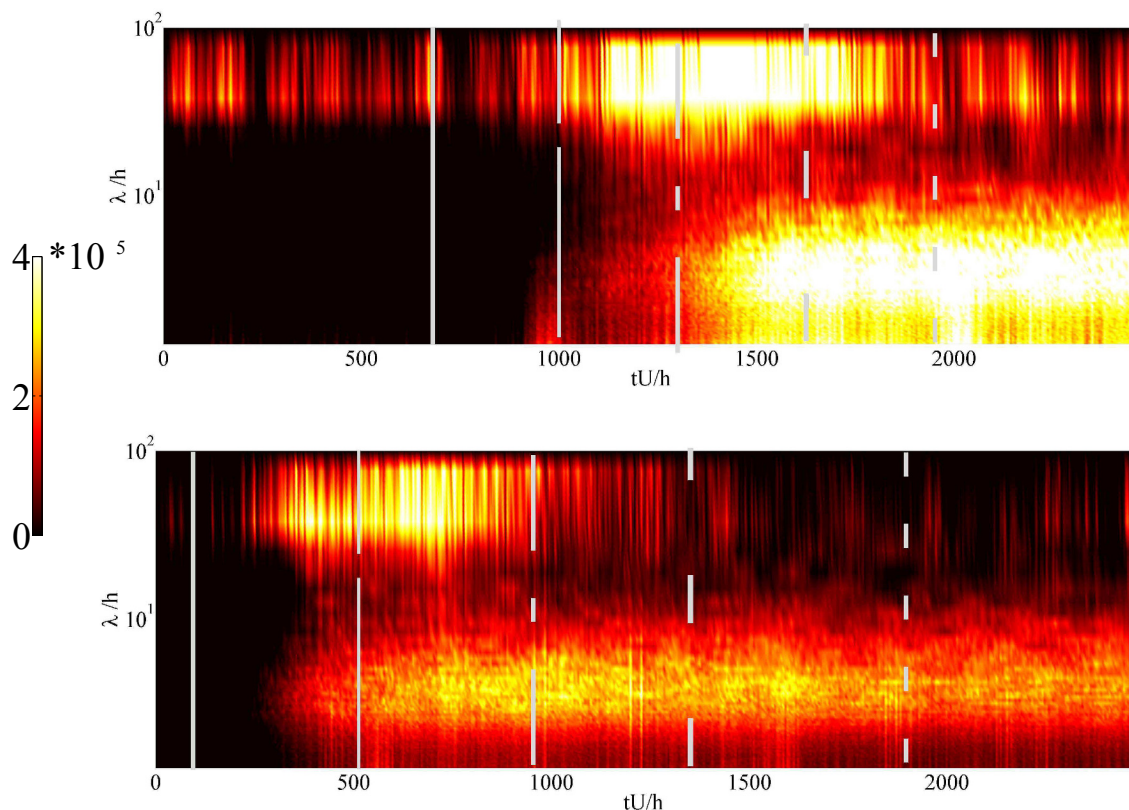


FIGURE 4.7: Spectrogrammes kE_z de la puissance adimensionnés pré-multipliés associés à U_z dans le cas d'une expérience de marche sans perle (haut) et avec perle (bas). Les mesures sont faites dans le plan $y/h \sim 0.2$ pour $Re = 450$ dans le cas de la marche sans perle et dans le plan $y/h \sim 0$ pour $Re = 403$ dans le cas de la marche avec perle.

Les spectres associés à des instants caractéristiques des différentes phases sont extraits des spectrogrammes et sont tracés sur les figures 4.8a et 4.8b. Sur ces courbes, on peut mieux apprécier le bas niveau de bruit lors de la phase où l'écoulement est entièrement laminaire et la hiérarchie des niveaux d'énergie à grande et petite échelles lorsque le temps passe. Les grandes échelles sont associées au pic qui croît en $\lambda/h = 40$. Le maximum d'énergie associé aux petites échelles est du même ordre de grandeur que le maximum d'énergie associé aux grandes échelles.

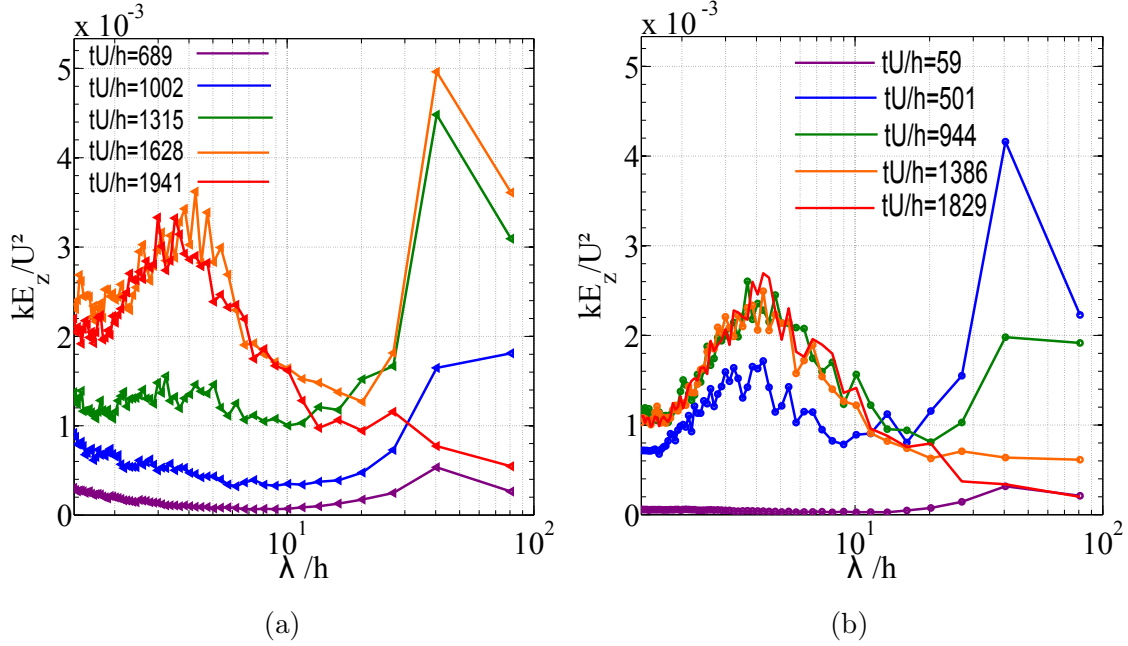


FIGURE 4.8: Spectres adimensionnés pré-multipliés extraits des spectrogrammes de la figure 4.7 aux instants marqués par les lignes grises dans le cas d'une expérience de marche sans perle (a) et avec perle (b). Les mesures sont faites dans le plan $y/h \sim 0.2$ pour $Re = 450$ dans le cas de la marche sans perle et dans le plan $y/h \sim 0$ pour $Re = 403$ dans le cas de la marche avec perle.

Nous nous concentrons maintenant uniquement sur les composantes spectrales associées aux grandes et aux petites échelles. L'amplitude de la composante à petite échelle (*i.e.* les stries turbulentes) A_{STR}^z est définie comme la moyenne de kE_z entre $4 \leq \lambda/h \leq 5$ et l'amplitude de la composante à grande échelle A_{LSF}^z est la valeur de kE_z pour $\lambda/h = 40$.

L'évolution temporelle de A_{STR}^z et A_{LSF}^z est présentée sur les figures 4.9a et 4.9b respectivement pour $Re = 403$. Une moyenne temporelle glissante est appliquée selon une seconde (cinq champs) pour chacune des courbes. Pour l'ensemble des réalisations, A_{STR}^z atteint un plateau autour de 2.75×10^{-3} après une croissance monotone durant moins de $500 h/U$. Le comportement inter réalisations est également très robuste pour A_{LSF}^z ; A_{LSF}^z croît durant une première phase jusqu'à atteindre une valeur maximale autour de 3.75×10^{-3} puis A_{LSF}^z oscille autour de ce maximum. Il est à noter que cette seconde phase dure d'autant plus longtemps que A_{STR}^z met du temps pour atteindre sa valeur plateau. Enfin A_{LSF}^z décroît pour atteindre une amplitude relativement faible. Les amplitudes A_{LSF}^z issues des cinq réalisations faites au même nombre de Reynolds ($Re = 403$) sont décalées temporellement. Cela signifie qu'on impose un point commun à toutes les courbes; pour chacune des réalisations, on impose $t = 0$ lorsque $A_{LSF}^z = 1.1 \times 10^{-3}$. Le même décalage en temps est appliqué à A_{STR}^z . Pour chaque Re , on calcule alors la "moyenne de phase"

entre les réalisations.

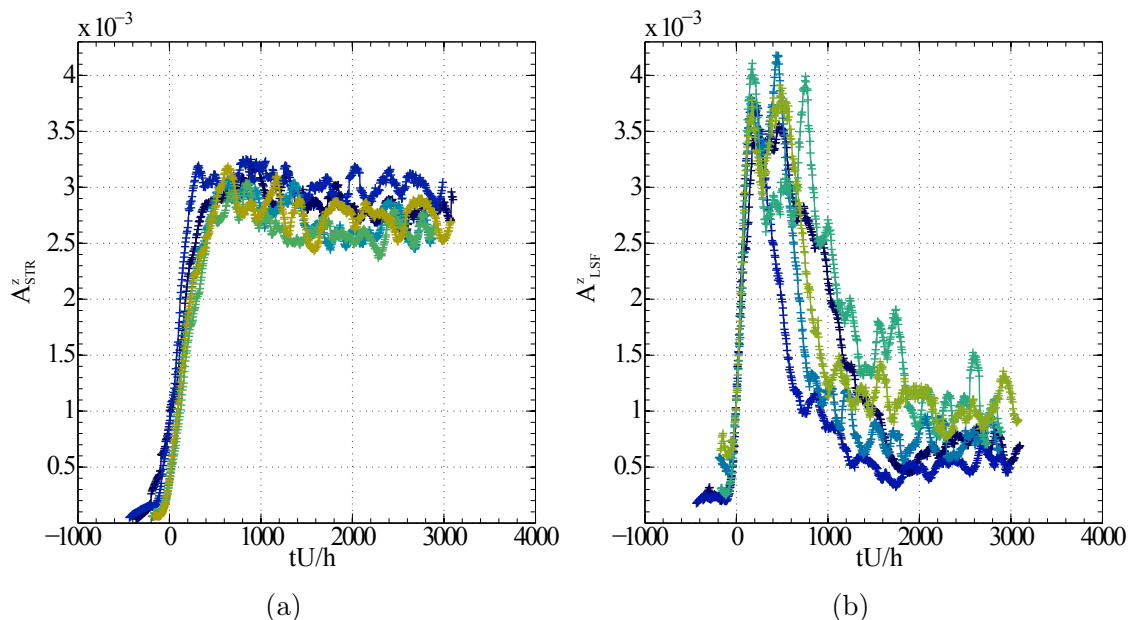


FIGURE 4.9: Évolution temporelle de l'amplitude des stries A_{STR}^z (a) et de l'amplitude des grandes échelles A_{LSF}^z (b) pour différentes réalisations correspondant au même nombre de Reynolds, $Re = 403$ pour des marches avec perle.

Les évolutions temporelles de A_{STR}^z et A_{LSF}^z moyennées sont présentées sur les figures 4.10a et 4.10b respectivement, pour des marches avec perle. Pour plus de lisibilité, nous avons représenté seulement quatre nombres de Reynolds d'évolution Re mais les seuils trouvés prennent en compte la totalité des nombres de Reynolds d'évolution. En ce qui concerne les stries, l'amplitude A_{STR}^z reste relativement constante à un niveau peu élevé avant de croître soudainement pendant $800 h/U$ jusqu'à atteindre un plateau bien défini. Le niveau de ce plateau (ligne horizontale sur la figure) augmente avec Re . L'évolution temporelle d' A_{LSF}^z diffère d'une valeur de Re à une autre mais deux tendances apparaissent tout de même :

- i Pour des $Re \lesssim 330$, A_{LSF}^z augmente de manière monotone pour atteindre un plateau à un niveau relativement peu élevé : les écoulements à grande échelle sont présents mais leur croissance est limitée et la poche turbulente n'envahit pas la totalité de la direction transversale de l'expérience. Les poches turbulentes survivent plutôt qu'elles ne croissent.
- ii Dès que $Re \geq 330$, A_{LSF}^z croît rapidement jusqu'à atteindre une valeur maximale. Ensuite,

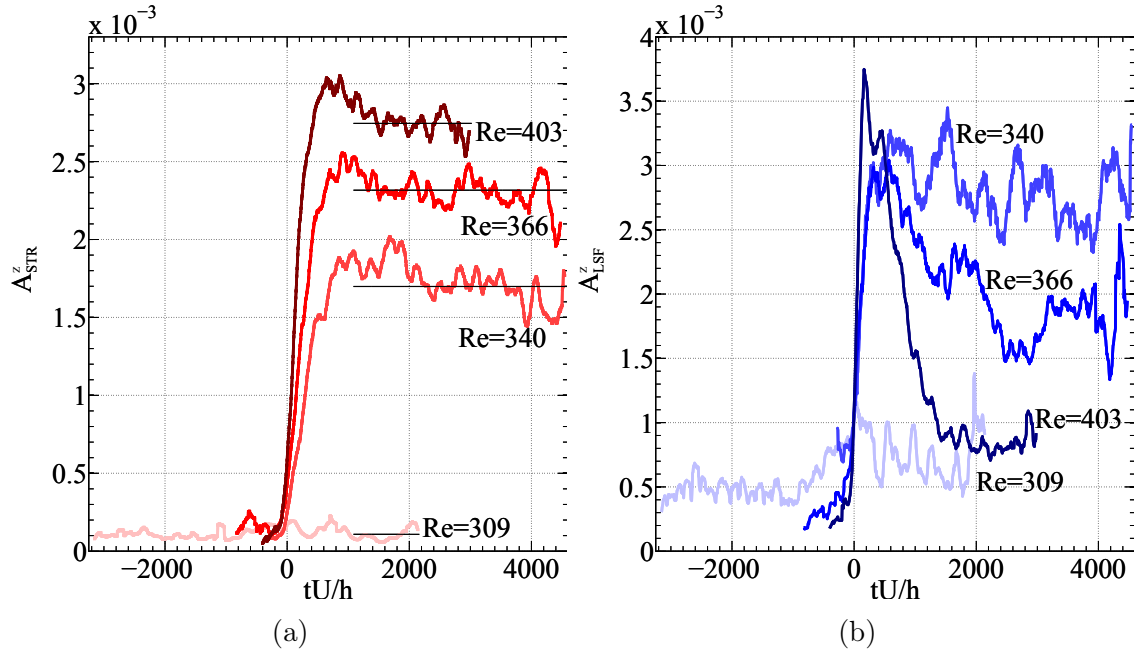


FIGURE 4.10: Évolution temporelle de l'amplitude des stries A_{STR}^z (a) et de l'amplitude à grande échelle A_{LSF}^z (b) pour différents Re pour des marches avec perle.

(a) soit A_{LSF}^z reste constant autour de cette valeur

(b) soit A_{LSF}^z relaxe jusqu'à se stabiliser sur un plateau plus ou moins bien défini.

La distinction entre les deux cas (a) et (b) correspond à des poches turbulentes qui atteignent ou non les bords transversaux de l'expérience. Le seuil entre ces deux cas correspond à un nombre de Reynolds d'évolution $Re \approx \geq 350$. Le second cas (b) inclut des situations où $Re \geq Re_t$ pour lequel A_{LSF}^z devient nul aux temps longs.

Il est à noter que la "moyenne de phase" peut cacher une dispersion certaine entre les différentes réalisations effectuées au même Re , notamment durant la seconde phase.

Les deux cas (a) et (b) peuvent être mieux compris grâce aux figures 4.11a et 4.11b où A_{LSF}^z et A_{STR}^z sont tracées simultanément pour deux réalisations, l'une à $Re = 340$ et l'autre à $Re = 403$. Pour $Re = 340$, à partir de $t = 0$, l'amplitude des grandes échelles commence à croître avant que celle des stries ne le fasse. Elles croissent ensuite toutes les deux avant d'atteindre leurs plateaux respectifs. Pour $Re = 403$, pour un instant autour de $10 h/U$, les deux amplitudes commencent à croître mais la croissance est plus rapide pour l'amplitude des grandes échelles que pour l'amplitude des stries. A_{LSF}^z se stabilise autour de sa valeur maximale tandis que A_{STR}^z continue à augmenter. Une fois que A_{STR}^z est parvenue à son tour à son plateau, A_{LSF}^z diminue de manière abrupte jusqu'à finalement atteindre un niveau très faible. Ceci correspond à une situation au-dessus de Re_t pour

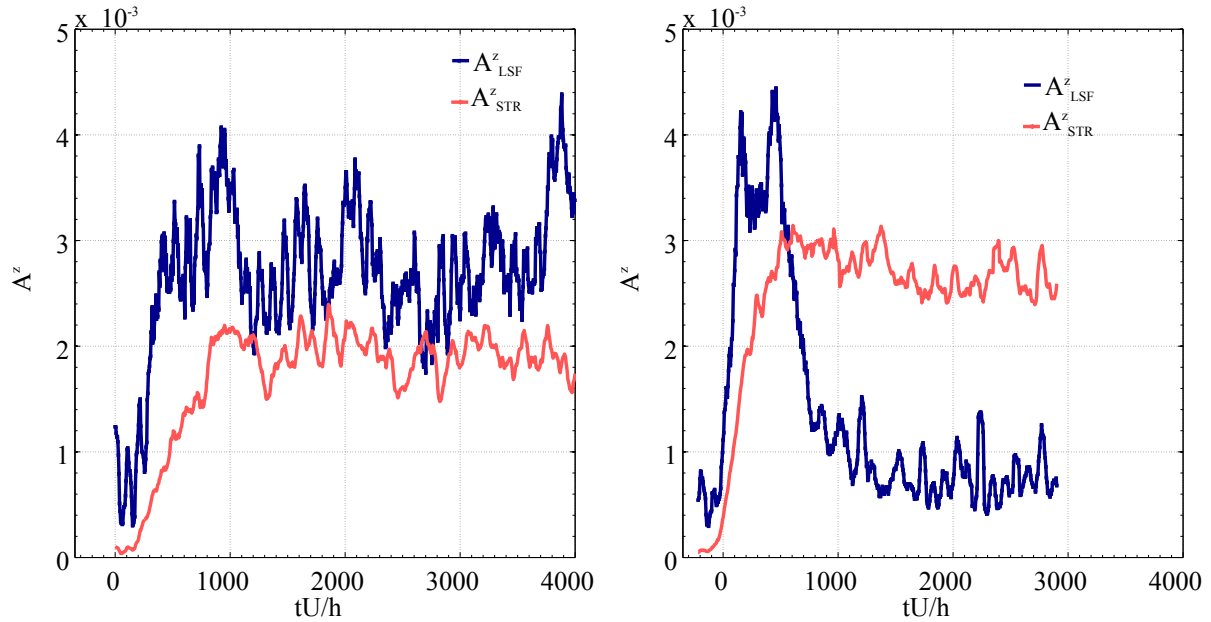


FIGURE 4.11: Évolution temporelle de l'amplitude des stries A_{STR}^z et de l'amplitude à grande échelle A_{LSF}^z pour des réalisations données de marche avec perle à $Re = 340$ (a) et $Re = 403$ (b), $y/h \sim 0$.

laquelle l'état final est une turbulence homogène et où les écoulements à grande échelle sont seulement transitoires. On peut noter que la valeur maximale de A_{LSF}^z dépasse celle de A_{STR}^z . Pour une gamme de Re en dessous de Re_t mais au dessus de $Re \simeq 350$, on observe que la poche turbulente se développe jusqu'à atteindre les bords transversaux de l'expérience. La fraction turbulente reste ensuite stationnaire mais la poche turbulente se réorganise en bandes. Les écoulements à grande échelle sont présents durant toute la réorganisation (valeur non nulle du plateau final de A_{LSF}^z pour $Re < Re_t$ sur la figure 4.10b). Mais ils sont également présents lorsque les bandes laminaire-turbulentes sont stabilisées comme l'ont montré numériquement Duguet & Schlatter [22]. Dans une étude numérique, nous avons également observé des écoulements à grande échelle très bien organisés lorsque l'on observe des bandes laminaire-turbulentes. Cette étude est détaillée dans l'annexe A.

La figure 4.12 montre l'évolution en fonction du nombre de Reynolds de l'amplitude maximale associée aux écoulements grande échelle, définie comme la valeur maximale de A_{LSF}^z des courbes présentées sur la figure 4.10a et celle associée aux stries, définie comme la valeur du plateau de A_{STR}^z représentée sur la figure 4.10b. Les barres d'erreur affichées sur la figure 4.12 correspondent à la dispersion entre les différentes réalisations effectuées

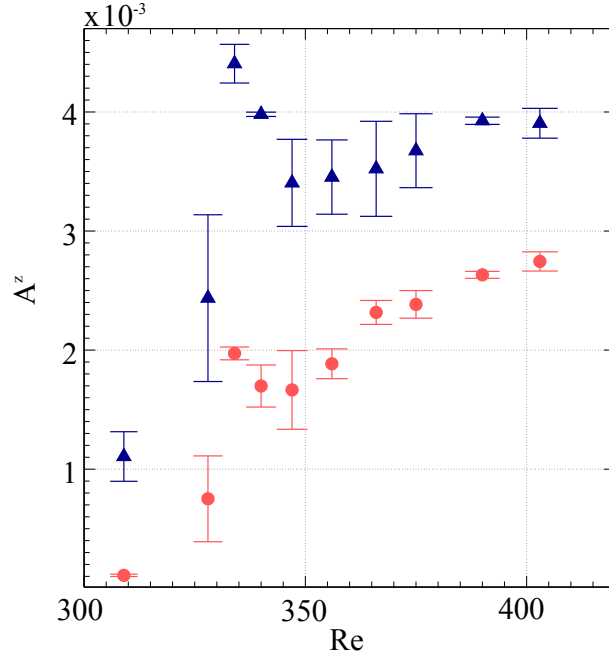


FIGURE 4.12: Évolution avec Re du maximum de l'amplitude associée aux grandes échelles (triangles bleus) et du plateau de l'amplitude des stries (ronds rouges), $y/h \sim 0$.

au même nombre de Reynolds. Si en première approximation on peut considérer une croissance monotone de l'amplitude maximale des stries en fonction de Re , un changement de tendance marquant la limite entre deux régimes peut toutefois être noté autour de $Re = 350$. Pour ces valeurs de Re , le comportement de l'amplitude maximale à grande échelle change également de manière abrupte. On passe d'une augmentation abrupte de l'amplitude maximale à grande échelle en fonction du Re pour les bas Re à une saturation ou une croissance beaucoup plus lente pour les plus hauts Re . Ce changement de tendance s'opère pour une valeur de Re similaire à celle qui distingue les deux cas (a) et (b) décrits précédemment.

4.3 Interprétations

Nous avons réalisé des mesures PIV autour d'interfaces laminaire-turbulent associées à des régions turbulentes en croissance. Deux protocoles ont été utilisés : un avec une perturbation localisée et réalisée avec une perle placée au centre de l'écoulement et un sans perturbation imposée. Dans les deux cas, une marche en Re est appliquée à l'écoulement et la turbulence croît si le nombre de Reynolds final Re_f est supérieur à Re_g . Dans le cas de la marche avec la perle, la turbulence consiste en une poche de turbulence localisée, en forme de losange, centrée sur la perle alors que dans le cas sans perle la turbulence arrive

des bords latéraux selon des fronts en forme de flèche. Une analyse spectrale spatiale a été utilisée pour mettre en évidence l'existence de recirculations à grande échelle à l'interface laminaire-turbulent. Ces recirculations ont été également retrouvées dans des simulations numériques. L'existence de ces écoulements à grande échelle dans des configurations où des domaines turbulents et laminaires coexistent a déjà été expliquée par des arguments de conservation de débit en présence du surplomb existant sur la frontière laminaire-turbulente par Lundbladh & Johansson [48] et Duguet & Schlatter [22] où grâce à des champs de pression additionnels induits par la distribution des tenseurs de Reynolds par Lagha & Manneville [44]. Ces aspects ont été détaillés dans la partie 1.

Dès que les zones laminaires et turbulentes coexistent dans notre expérience, même si la turbulence décroît finalement, les écoulements à grande échelle se développent non seulement au niveau du front de séparation mais aussi dans toute la région proche de ce front que ce soit dans le domaine laminaire comme dans le domaine turbulent. Autour des poches de turbulence localisées, ils consistent en des recirculations, en forme de quadripôle, similaires à celles reportées dans les simulations numériques de l'écoulement de Couette plan [44, 22] et de l'écoulement de cisaillement idéalisé [62] mais aussi à celles observées expérimentalement dans l'écoulement de Poiseuille plan [46]. Des comparaisons quantitatives avec les précédentes simulations numériques sont difficiles puisque les auteurs n'ont pas fourni de valeurs pour estimer l'intensité des écoulements à grande échelle. Cependant, nous avons réalisé une étude numérique similaire mais moins exhaustive sous ChannelFlow [28, 30] où l'on initie une croissance de poche turbulente avec la perturbation initiale utilisée par Lundbladh & Johansson [48]. La réalisation des simulations numériques est décrite dans la partie 2. L'étude spectrale est détaillée dans l'annexe B. Les spectres de puissance adimensionnés kE_x et kE_z sont similaires à ceux obtenus de manière expérimentale en ce qui concerne la dynamique des différentes échelles.

Une différence notable, visible sur la figure 4.13, est que dans le cas des simulations, l'énergie des écoulements aux grandes échelles est répartie autour de toute une gamme de longueurs d'onde correspondant à la gamme $40 - 90 h$ alors qu'expérimentalement on n'arrive à les observer que pour $\lambda/h \simeq 40$ du fait de la limitation de la taille de la fenêtre PIV. Les dynamiques d'apparition sont similaires (spectrogramme sur la figure B.1, spectre de puissance pour différents instants sur la figure 4.13, évolution temporelle de l'amplitude des stries A_{STR}^z et grande échelle A_{LSF}^z sur la figure B.4). En ce qui concerne la valeur du plateau de l'amplitude des stries A_{STR}^z ou la valeur maximale de l'amplitude à grande échelle A_{LSF}^z , les amplitudes atteintes sont plus faibles en numérique qu'expérimentalement pour tous les Re . Les valeurs des maxima de A_{LSF}^z en fonction du nombre de Reynolds sont visibles sur la figure 4.14. On retrouve une augmentation de l'amplitude maximale à grande échelle en fonction du nombre de Reynolds pour les bas Re et une saturation pour les plus hauts Re mais sans un pic entre les deux régimes (figure 4.12). Intercaler des données issues de simulations qui seraient effectuées à d'autres Re permettrait d'affiner la tendance de cette courbe et de voir ainsi si on rate l'observation d'un pic entre les deux régimes du fait d'une mauvaise résolution en Re .

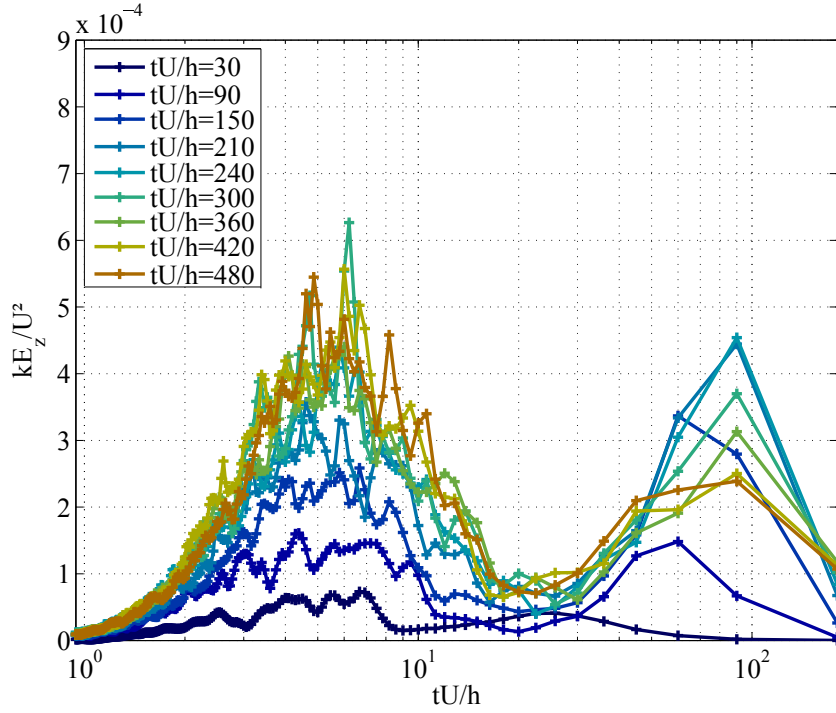


FIGURE 4.13: Spectres de puissance adimensionnés pré-multipliés typiques associés à U_z pour $Re = 380$ (a) Évolution en Re du maximum de l'amplitude associée aux grandes échelles (triangles bleus) et du plateau de l'amplitude des stries (ronds rouges), $y/h \sim 0$. (b) Données issues de simulations numériques.

En numérique, les amplitudes A_{LSF}^z et A_{STR}^z sont comprises dans une gamme de $[0 - 6 \times 10^{-4}]$ alors qu'expérimentalement, la gamme est de $[0 - 5 \times 10^{-3}]$. Une piste, pour expliquer cet ordre de grandeur de différence, peut être que cette différence est due la taille du domaine sur lequel on calcule les spectres de puissance. Pour obtenir $E_{x/z}(k)$, on moyenne azimuthalement $E_{x/z}(k_x, k_z)$. Or dans un cas, on moyenne des données provenant d'une fenêtre correspondant à $1/3$ du domaine, située proche du germe de turbulence (expérience) et dans l'autre cas on moyenne sur la totalité du domaine. Une seconde piste est la différence de conditions aux limites. Dans le cas numérique, les symétries imposées par les conditions aux limites périodiques pourraient empêcher un développement des écoulements à grande échelle aussi intenses que dans l'expérience où l'on a une zone tampon en haut et en bas du domaine. Cette différence est détaillée dans la dernière partie du chapitre 5.

En ce qui concerne notre étude expérimentale, l'intensité des écoulements à grande échelle est similaire entre les deux types d'expériences que nous avons considérés mais est fortement dépendante du nombre de Reynolds comme illustré sur la figure 4.12. Nous pensons également que la fraction turbulente est un autre paramètre notable même si nous

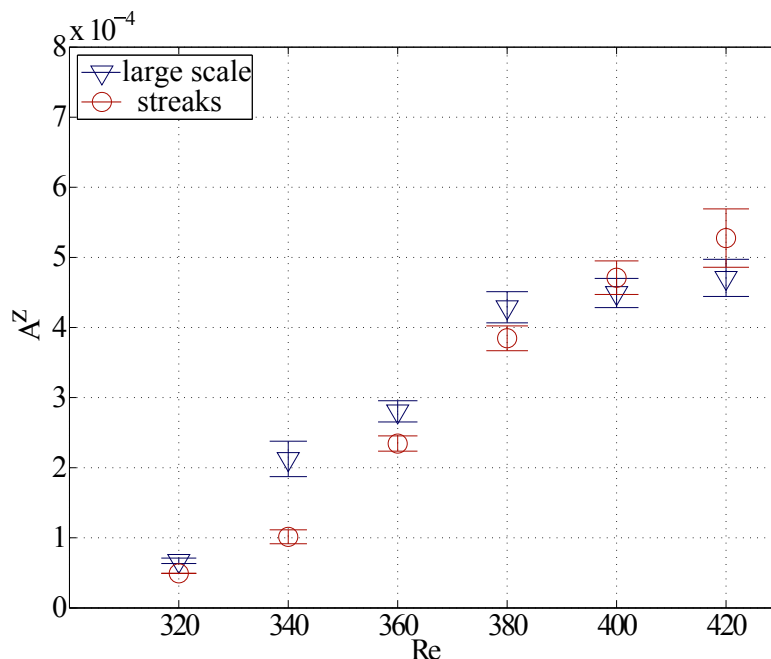


FIGURE 4.14: Évolution en Re du maximum de l'amplitude associée aux grandes échelles (triangles bleues) et du plateau de l'amplitude des stries (ronds rouges), $y/h \sim 0$. Données issues de simulations numériques.

n'avons pas pu la mesurer simultanément de manière précise. Le lien entre l'intensité des écoulements à grande échelle et la fraction turbulente peut être compris en se focalisant sur la conservation du débit évoquée précédemment [48, 22] : plus la fraction turbulente est grande, plus on s'attend à une avancée du surplomb de valeur importante. Le déséquilibre de débit engendré est alors d'autant plus important et doit donc être compensé par des écoulements à grande échelle d'autant plus puissants.

Selon notre compréhension et nos observations expérimentales, les écoulements à grande échelle existent durant toute la durée du processus de croissance jusqu'à ce que la turbulence se soit étalée sur la totalité de la direction transversale. Deux scénarios sont alors possibles : si $Re < 330$, les écoulements à grande échelle existent mais la poche turbulente ne fait que survivre plutôt que vivre. Si les poches turbulentes finissent par croître (*i.e.* si $Re \geq 330$), les écoulements à grande échelle montrent une croissance d'intensité soudaine avant de finalement se stabiliser à une valeur finie liée à la fraction turbulente. Nos résultats suggèrent qu'il existe une distinction additionnelle entre les expériences où le nombre de Reynolds d'évolution est en dessous ou au dessus de 350. Dans ce dernier cas, les poches turbulentes atteignent les bords transversaux du montage avant de se réorganiser. On observe ensuite de manière récurrente des motifs réguliers et stationnaires. Dans

le premier cas en revanche, la fraction turbulente stationnaire finale est trop faible pour que de tels types de motifs puissent se stabiliser et la poche turbulente n'atteint jamais les bords transversaux. L'état final a une fraction turbulente qui varie notablement autour d'une valeur stationnaire et donne lieu à un mélange de fractions de bandes inclinées errantes. Ce seuil "critique" $Re \simeq 350$ est cohérent avec le travail de Prigent *et al.* [57] où il est reporté que des motifs stationnaires organisés peuvent être observés seulement au dessus de $Re \simeq 340$ alors qu'en dessous les bandes sont instables et que l'on observe surtout des poches étirées. Les simulations numériques que nous avons réalisées confirment la majorité de ces observations et pointent la résurgence des écoulements à grande échelle quand, après que la poche turbulente se soit réorganisée, des bandes laminaire-turbulentes similaires à celles observées par Prigent *et al.* [57], Barkley & Tuckerman [3] et Duguet *et al.* [24] se forment. L'étude des bandes est détaillée dans l'annexe A.

Un autre fait intrigant et intéressant est le rôle joué par les recirculations à grande échelle dans la croissance de la turbulence selon la direction transversale. D'un côté nous avons montré que ces recirculations sont présentes dès que les domaines laminaires et turbulents coexistent, qu'il y ait croissance du domaine turbulent ou pas. Mais d'un autre côté, Schumacher & Eckhardt [62] attestent qu'il n'y a pas de croissance de la turbulence quand, ce qu'ils appellent l'écoulement sortant, est supprimé autour d'une poche turbulente et cela dans un écoulement très similaire à celui de Couette plan. Dans une géométrie de Couette plan contrainte selon la direction longitudinale où les écoulements grande échelle ne sont pas présents, Duguet *et al.* [20] ont mis en évidence une croissance purement stochastique de la poche turbulente mais à des taux beaucoup plus faibles que ceux observés dans des situations plus réalistes. Les écoulements à grande échelle apparaissent donc comme un ingrédient clef de la croissance. Il ne sont cependant pas un ingrédient suffisant puisque nous avons observé des configurations où la poche turbulente ne croît pas malgré leur présence.

Dans le chapitre 3, nous avons montré que nous pouvions diviser en deux le taux de croissance de la poche turbulente selon la direction longitudinale $\overline{\sigma_{sf}^z}$. Il correspond à l'addition, d'une part de $\overline{\sigma_{loc}^z}$ qui est associé à un mécanisme local et d'autre part de $\overline{\sigma_{adv}^z}$ qui est associé à l'advection de la poche par les écoulements à grande échelle. Se souvenant que nous avons montré que les écoulements à grande échelle sont toujours présents à partir du moment où il y a coexistence laminaire-turbulent, les écoulements à grande échelle peuvent alors advecter la poche turbulente pour tous les Re . En revanche, cela n'implique par forcément une "instabilité" de longueur d'onde (des stries) permettant la nucléation à l'intérieur de la turbulence à tous les Re . La présence des écoulements à grande échelle est donc un élément nécessaire mais non suffisant pour que la turbulence croisse via le mécanisme global de nucléation. La présence, à tous nombres de Reynolds, des écoulements à grande échelle mais une absence de croissance de la poche turbulente, aux plus bas nombres de Reynolds, de la gamme n'est donc pas contradictoire.

Un autre point de discussion est de savoir si les écoulements à grande échelle sont induits ou induisent la croissance. Comme on peut le voir sur la figure 4.11, l'amplitude des écoulements à grand échelle croît avant celle des stries, ce qui pourrait impliquer que la croissance est initiée par les écoulements grande échelle. Mais il faut être vigilant sur la quantité que l'on observe. Il est en effet possible que kE_z soit un meilleur marqueur pour les écoulements à grand échelle que pour la turbulence. Si on observe les spectres de kE_x à différents instants, il est plus complexe de juger à quelle longueur d'onde l'énergie apparaît en premier. Mais globalement, dès qu'il y a une petite perturbation, cette dernière induit une différence de débit donc un surplomb en y et donc la présence d'un écoulement à grande échelle. Le fait que la perturbation mène finalement à un état turbulent n'est pas nécessairement corrélé à la présence ou non des écoulements à grande échelle. On peut donc en conclure que les écoulements à grande échelle n'induisent pas forcément la croissance de la poche turbulente. De plus, si on reprend l'idée que les écoulements à grande échelle sont uniquement un ingrédient nécessaire mais non suffisant du mécanisme global de croissance, il peut y avoir croissance sans écoulement à grande échelle puisque ces derniers ne sont impliqués que dans l'un des deux mécanismes de croissance.

Enfin le transfert d'énergie entre les grandes et les petites échelles observées dans ce chapitre devrait être approfondi. Il implique des aspects temporels des mécanismes de croissance que nous n'avons jusqu'ici pas encore analysés. Le chapitre suivant se focalisera sur la dynamique de croissance de poche turbulente.

Chapitre 5

Dynamique de croissance de poches turbulentes selon la direction transversale

Ce chapitre a pour objectif d'étudier la dynamique de croissance d'une poche turbulente selon la direction transversale alors que dans le chapitre 3, nous nous étions uniquement focalisés sur la croissance moyennée en temps. Nous établissons dans ce nouveau chapitre un lien entre la dynamique des fronts des poches turbulentes, celle des tourbillons et celles de différentes quantités liées aux écoulements à grande échelle. Pour cela, nous nous appuyons sur une analyse des évolutions temporelles et en fonction du nombre de Reynolds des vitesses associées à ces différentes quantités.

A partir de mesures moyennées en temps, nous avons montré dans le chapitre 3 que nous pouvions décomposer le taux de croissance de la poche turbulente $\overline{\sigma_{sf}^z}$ en deux taux de croissance, $\overline{\sigma_{adv}^z}$ et $\overline{\sigma_{loc}^z}$, dont le premier est associé à un mécanisme global de croissance par advection et le second à un mécanisme local de croissance. Ici, nous interpréterons également la dynamique de ces mécanismes.

Enfin, cette étude étant basée sur des données issues conjointement de simulations numériques et d'expériences dans le montage de Couette plan, nous commenterons les différences et les similitudes entre ces deux types de données.

5.1 Vitesse de front

5.1.1 Expérience

Dans un souci de clarté, nous avons choisi de représenter l'évolution des différentes vitesses pour six nombres de Reynolds uniquement, même si nous disposons au total de données pour onze nombres de Reynolds. Nous nous sommes attachés à ce que toutes les

dynamiques possibles soient représentées. Les seuils en Re proposés prennent en compte le comportement de la poche turbulente pour l'ensemble des Re .

La vitesse du front de la poche turbulente σ_{sf}^z est tracée sur la figure 5.1a en fonction du temps. On rappelle que cette vitesse correspond à la moyenne de la vitesse du front haut et du front bas. Pour tous les nombres de Reynolds d'évolution, on observe une première phase où la vitesse du front augmente avec le temps. Après environ 150 à 250 h/U , la vitesse du front se stabilise autour d'un plateau dont la valeur est d'autant plus élevée que Re est élevé. Il est à noter que la vitesse augmente avec le nombre de Reynolds quel que soit l'instant considéré. Plus le nombre de Reynolds est élevé, plus la croissance de la poche est initiée à des temps courts et plus cette croissance est rapide.

La vitesse des tourbillons de bords correspondant au taux de croissance σ_{adv}^z est tracée sur la figure 5.1b. σ_{adv}^z augmente linéairement en fonction du temps et du nombre de Reynolds. Aux premiers instants de la dynamique de croissance, tous les tourbillons vont à la même vitesse $0.05 U$ excepté pour les valeurs les plus élevées de Re . On note que l'intervalle de temps sur lequel est tracée la vitesse des tourbillons est différent de celui sur lequel est tracée la vitesse des fronts. Cela est dû au fait que les tourbillons ne sont pas visibles sur les diagrammes spatiotemporels à tous les instants. En effet, soit ils ne sont pas présents, soit la qualité de la visualisation ne nous permet pas de les suivre correctement. Les deux prochaines quantités que nous allons commenter σ_{loc}^z et $\sigma_{loc}^z/\sigma_{sf}^z$ sont déduites de σ_{adv}^z . L'intervalle de temps considéré sera donc le même que celui utilisé pour σ_{adv}^z .

Du fait des différents comportements en fonction du nombre de Reynolds des deux quantités précédentes σ_{sf}^z et σ_{adv}^z , la différence $\sigma_{loc}^z = \sigma_{sf}^z - \sigma_{adv}^z$ a une dynamique plus compliquée qui dépend significativement de Re . L'évolution de σ_{loc}^z est tracée sur la figure 5.1c en fonction du temps pour différents Re . Pour $Re = 335$, $\sigma_{loc}^z \sim 0$. Pour les autres nombre de Reynolds, σ_{loc}^z a tendance à augmenter pendant une première phase puis à décroître. Plus le nombre de Reynolds d'évolution est faible, plus la première phase de croissance est longue. On note que pour la totalité des nombres de Reynolds, σ_{loc}^z est toujours inférieur ou égal à $0.05 U$.

L'évolution en fonction du temps de $\sigma_{loc}^z/\sigma_{sf}^z$ est tracée sur la figure 5.1d. Pour $Re = 335$, $\sigma_{loc}^z/\sigma_{sf}^z$ est nul voir négatif. Pour les $Re < 370$, l'évolution de $\sigma_{loc}^z/\sigma_{sf}^z$ peut être segmentée en deux phases ; une première où le ratio augmente pendant environ 150 à 200 h/U et une seconde où il diminue. Pour les $Re > 370$, on observe une première phase où le ratio est de l'ordre de grandeur de 30 % et on retrouve la seconde phase commune à tous les Re où $\sigma_{loc}^z/\sigma_{sf}^z$ diminue. Au maximum, σ_{loc}^z correspond à 35 % de σ_{sf}^z . Pour l'ensemble des nombres de Reynolds, on note que la contribution locale dans la croissance totale est la plupart du temps comprise entre 10 % et 30 % ce qui montre que la contribution principale de la croissance est à attribuer au mécanisme global d'advection. Logiquement, on retrouve le même ratio entre les différentes contributions que celui trouvé dans le chapitre 3 où l'étude était réalisée sur les moyennes temporelles de σ_{loc}^z et σ_{adv}^z .

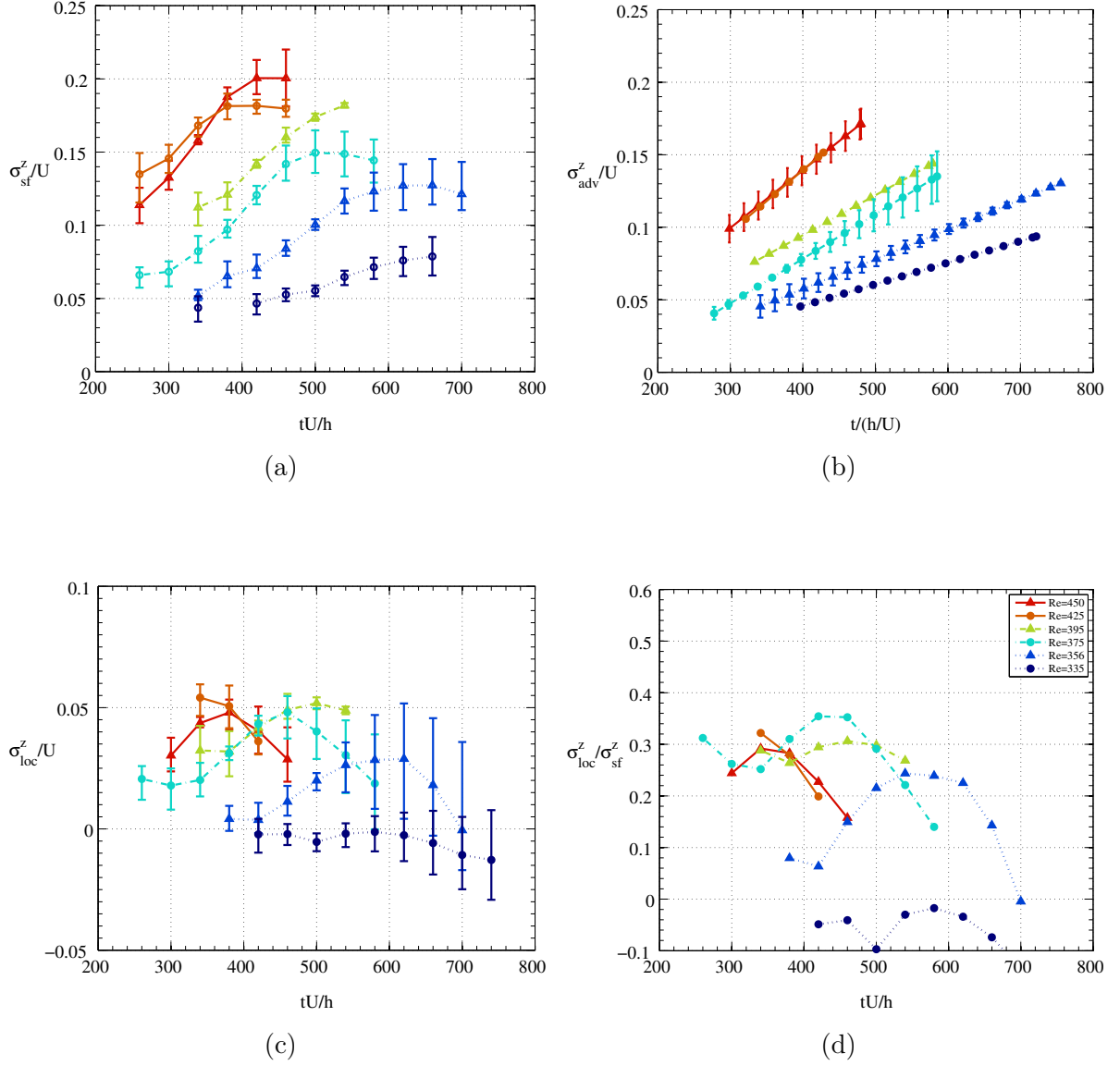


FIGURE 5.1: (a) σ_{sf}^z , (b) σ_{adv}^z , (c) σ_{loc}^z , (d) $\sigma_{loc}^z/\sigma_{sf}^z$ en fonction du temps pour différents Re (expérience).

5.1.2 Numérique

La figure 5.2 réunit l'évolution temporelle des trois taux de croissance définis précédemment et de leur ratio pour différents nombres de Reynolds pour des données issues des simulations numériques. En remarque préliminaire, on peut noter que ces figures diffèrent de celles issues de l'expérience. Les différences précises vont être soulignées par la suite.

L'évolution de σ_{sf}^z en fonction du temps et du nombre de Reynolds est tracée sur la figure 5.2a. A un temps donné, la vitesse du front de la poche croît avec le nombre de Reynolds. En revanche, l'évolution en fonction du temps pour un nombre de Reynolds donné est plus complexe. Pour $Re < 350$, la vitesse du front de la poche décroît avec le temps. Ceci est en accord avec l'évolution de la poche turbulente observée sur les diagrammes spatiotemporels. En effet, pour $Re = 320$, les poches croissent pendant une première période puis disparaissent ce qui explique la courte période durant laquelle la vitesse est tracée. Pour $Re = 340$, les poches croissent dans la plupart des cas mais leur taille reste modérée et fluctuante. Pour $Re > 350$, les poches croissent jusqu'à atteindre les bords transversaux (hauts et bas) du domaine. On observe que la vitesse augmente pendant une première phase puis diminue. La vitesse maximale est atteinte à $t \simeq 125 h/U$ ce qui correspond à l'instant où la poche a envahi environ la moitié du domaine selon la direction transversale. Indépendamment du nombre de Reynolds, le taux de croissance total σ_{sf}^z est de l'ordre de $0.12 U$ aux temps courts et, aux temps plus longs, est compris entre $0.03 U$ et $0.15 U$. Ces ordres de grandeurs sont similaires à ceux trouvés pour les vitesses de front issues des données expérimentales.

L'évolution avec le nombre de Reynolds de σ_{adv}^z est tracée sur la figure 5.2b. σ_{adv}^z augmente avec Re mais nous pouvons noter ici une dynamique temporelle plus complexe que dans le cas de l'expérience. Cette dynamique dépend du nombre de Reynolds considéré. Pour les Re modérés ($Re < 400$), σ_{adv}^z est globalement constant avec une faible augmentation pour les Re intermédiaires. Pour les Re les plus élevés, σ_{adv}^z augmente puis diminue en passant par un maximum à $t = 125 h/U$. En ce qui concerne les ordres de grandeur, σ_{adv}^z est globalement compris entre $0.05 U$ et $0.1 U$.

Sur la figure 5.2c, pour tous les nombres de Reynolds, σ_{loc}^z vaut $0.05 U$ pendant les premiers instants de la croissance puis décroît pour les temps longs pour atteindre une valeur inférieure à $0.03 U$. Pour $Re = 320$, on atteint même une vitesse nulle. Plus le nombre de Reynolds d'évolution est faible, plus cette décroissance est enclenchée rapidement. Pour les Re les plus élevés, σ_{loc}^z augmente pendant les premiers $50 h/U$ pour atteindre $0.075 U$ avant de décroître. On retrouve les mêmes ordres de grandeurs que pour les données issues de l'expérience.

L'évolution du ratio $\sigma_{loc}^z/\sigma_{sf}^z$ est quasi-similaire pour tous les nombres de Reynolds. Aux temps courts $\sigma_{loc}^z/\sigma_{sf}^z$ croît de 50 % à 60 % avant de décroître jusqu'à un ratio de seulement 20 %. Pour $Re = 320$ le ratio devient négatif aux temps longs car la poche turbulente se retracts. On atteint des ratios plus élevés que dans l'expérience où le ratio maximum est plutôt de 35 %.

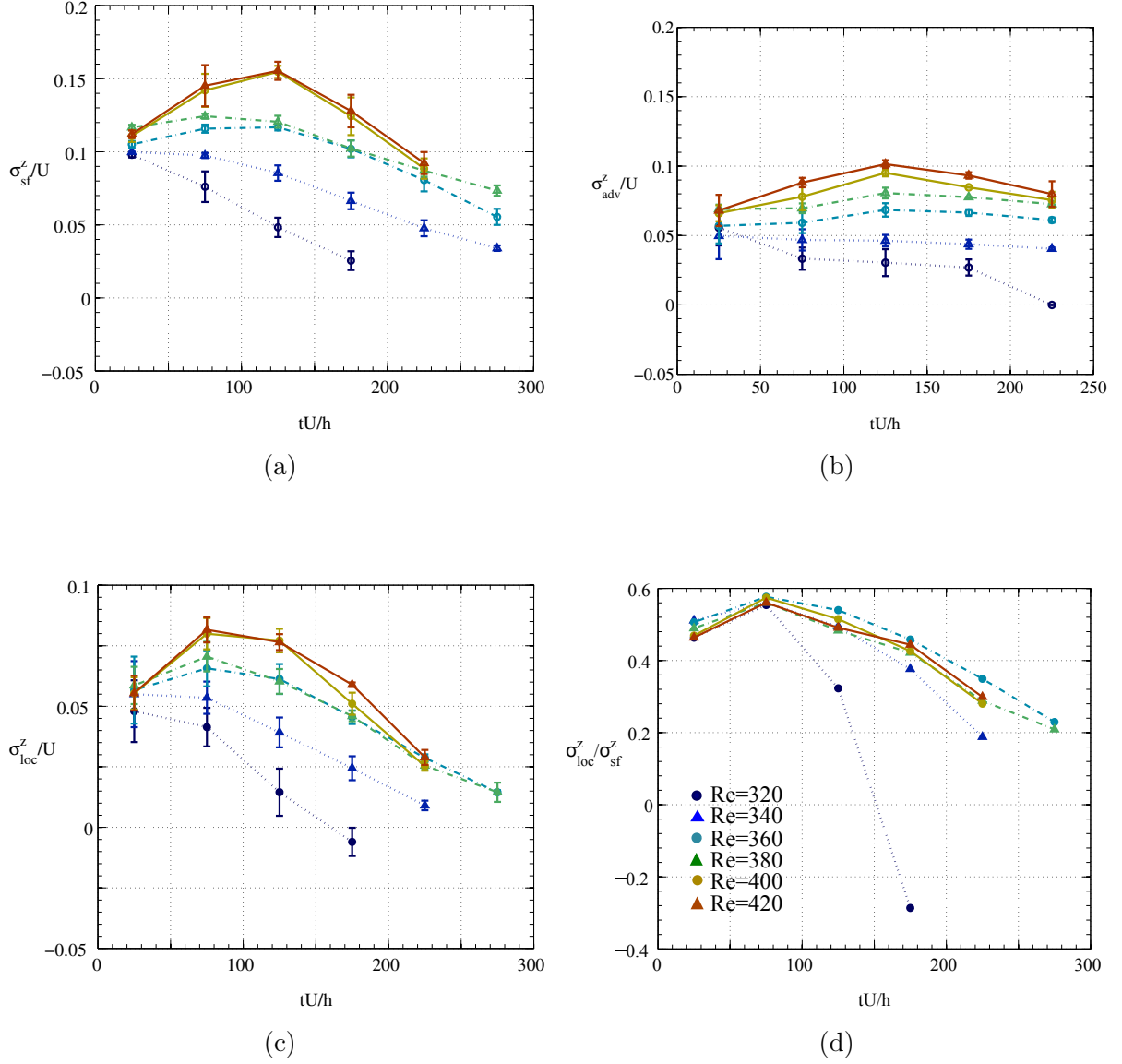


FIGURE 5.2: (a) σ_{sf}^z , (b) σ_{adv}^z , (c) σ_{loc}^z , (d) $\sigma_{loc}^z/\sigma_{sf}^z$ en fonction du temps pour différents Re (numérique).

Si on revient aux mécanismes sous-jacents, ces résultats numériques montrent que la croissance globale induite par les écoulements à grande échelle domine le taux total de croissance aux temps longs alors que la croissance locale est beaucoup plus active au début du processus de croissance. Il est intéressant de noter que lorsque l'on compare les ordres de grandeurs observés dans l'expérience et dans les simulations, ils sont très similaires pour la croissance locale σ_{loc}^z mais clairement plus élevés dans l'expérience pour σ_{adv}^z .

5.2 Écoulements à grande échelle

5.2.1 Expérience

Les mesures des écoulements à grande échelle et des taux de croissance de poches sont issues d'une part de mesures de champs de vitesse par PIV et d'autre part de visualisations. Nous avons réalisé le même protocole expérimental dans les deux cas (position du fil et de la perle, évolution du Re , etc) mais les résultats ne sont pas issus des mêmes réalisations. Ainsi une comparaison temporelle directe des dynamiques associées n'est pas possible. Nous avons choisi un "rephasage" en temps pour les quantités associées aux écoulements à grande échelle où le temps $t = 0$ correspond à la fin de la première phase de croissance (environ au premier quart du processus total). Ce point a été détaillé dans le chapitre 4.

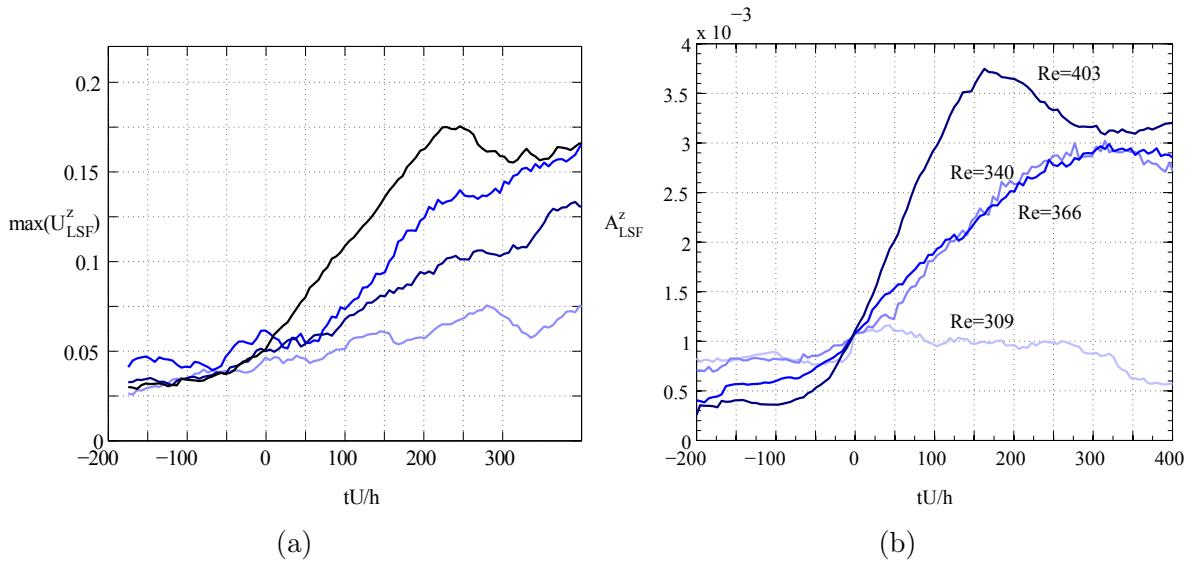


FIGURE 5.3: $\max(U_{LSF}^z)$ et A_{LSF}^z en fonction du temps pour différents Re (expérience).

Nous utilisons deux quantités associées aux écoulements à grande échelle qui ont été introduites dans le chapitre 4. D'une part A_{LSF}^z correspond à kE_z/U^2 évalué en $\lambda/h = 40$ (grande échelle) et fournit une mesure globale de l'amplitude des écoulements à grande

échelle. D'autre part $\max(U_{LSF}^z)$ est une estimation locale directe de l'ordre de grandeur de la croissance de la poche induite par l'advection à grande échelle. En effet, $\max(U_{LSF}^z)$ est défini comme le maximum de la vitesse du champ de vitesse U_z filtré aux grandes échelles sur la ligne $x = 0$.

La figure 5.3 présente l'évolution de ces mesures locale $\max(U_{LSF}^z)$ et globale A_{LSF}^z pour un intervalle de temps correspondant à la phase de croissance de la poche turbulente. Les deux ont des dépendances temporelles similaires. A bas Re , elles fluctuent autour d'une valeur constante et faible. Quand $Re > 330$, elles augmentent à partir du début du processus de croissance puis saturent ou décroissent lentement. Pour les Re les plus élevés, la croissance est plus rapide et la décroissance commence plus tôt.

5.2.2 Numérique

Des observations similaires peuvent être faites pour les mêmes quantités mais issues des simulations numériques. Sur la figure 5.4, on note que $\max(U_{LSF}^z)$ et A_{LSF}^z restent à un niveau faible pour $Re = 320$. Pour $Re = 340$ qui correspond à un nombre de Reynolds intermédiaire $\max(U_{LSF}^z)$ et A_{LSF}^z augmentent jusqu'à une valeur plateau. Pour les Re supérieurs, elles augmentent jusqu'à un maximum atteint vers $t = 125 h/U$ puis décroissent. L'évolution temporelle est similaire à celle de σ_{sf}^z et σ_{adv}^z . Le maximum atteint vaut environ une à deux fois le maximum de σ_{sf}^z .

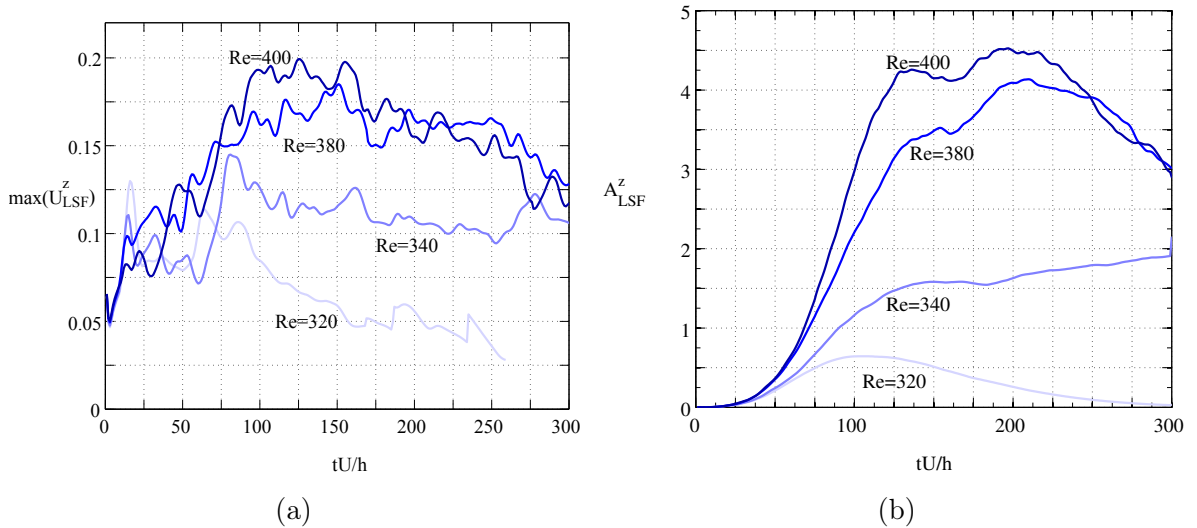


FIGURE 5.4: $\max(U_{LSF}^z)$ et A_{LSF}^z en fonction du temps pour différents Re (numérique).

5.3 Discussion

Comparaison avec les études précédentes

La vitesse du front de la poche turbulente obtenue expérimentalement est présentée en fonction du temps pour différents nombres de Reynolds sur la figure 5.1a. Contrairement à certains des travaux précédents où cette vitesse a été décrite comme indépendante du temps, en particulier par Tillmark [63] et Dauchot & Daviaud [15], nous observons sur la figure 5.1a une dépendance en fonction du temps de la vitesse du front de la poche malgré le fait que notre dispositif expérimental est très similaire à celui de ces deux équipes. Nous pensons que l'une des origines possibles de cette différence est l'horizon temporel plus restreint sur lequel ont travaillé ces deux équipes. En moyenne, la vitesse du front de la poche $\overline{\sigma_{sf}^z}$ est trouvée du même ordre de grandeur que celle présentée par Dauchot & Daviaud [15]. (voir la figure 3.11 dans la partie 3).

Différence expérience-numérique

Comme nous l'avons constaté dans la partie précédente, des différences sont notables entre les évolutions des vitesses mesurées selon si elles sont issues de données expérimentales ou numériques. En faisant varier numériquement la taille du domaine d'étude, nous avons montré, dans la partie 2, une influence de la taille du domaine sur la dynamique d'expansion d'une poche turbulente. Lorsque la poche atteint une taille de $0.87 L_z$ ce qui correspond à une distance entre les bords du domaine et le front de la poche de $0.17 L_z$, le front de la poche ralentit. Nous avons donc fait le choix de restreindre l'étude de la dynamique dans une zone physique où les bords hauts et bas du domaine sont proscrits. Ainsi lorsque la distance entre les bords du domaine et le front de la poche atteint une longueur inférieure à $0.17 L_z$, nous stoppons l'analyse. Nous avons appliqué ce critère, que les données soient issues de simulations numériques ou de l'expérience.

On peut toutefois noter que les conditions aux limites ne sont pas les mêmes dans les deux cas comme cela est schématisé sur la figure 5.5. Dans le cas des simulations, les conditions sur les bords transversaux sont périodiques (figure 5.5a). Dans l'expérience, des parois en haut et en bas imposent une condition de mur (vitesse nulle). Ces parois sont placées à une distance d'environ $8 h$ des bords transversaux de la courroie ce qui a pour conséquence la présence d'une zone tampon entre la zone cisailée et ces parois. On analyse ainsi les fronts issus des simulations numériques ou de l'expérience dans une zone physique de même taille mais les conditions aux limites sont donc relativement différentes entre les deux jeux de données. Au vu de ces différences de conditions aux limites, lorsqu'un front atteint un z donné, cela ne correspond pas au même instant de la dynamique de croissance selon qu'il est issu d'une simulation ou de l'expérience. En effet, la poche turbulente issue d'une simulation va ressentir beaucoup plus rapidement l'effet des autres poches turbulentes du fait des conditions de symétries engendrées par la périodicité des bords du domaine. Dans l'expérience, la zone tampon permet un maintien plus long

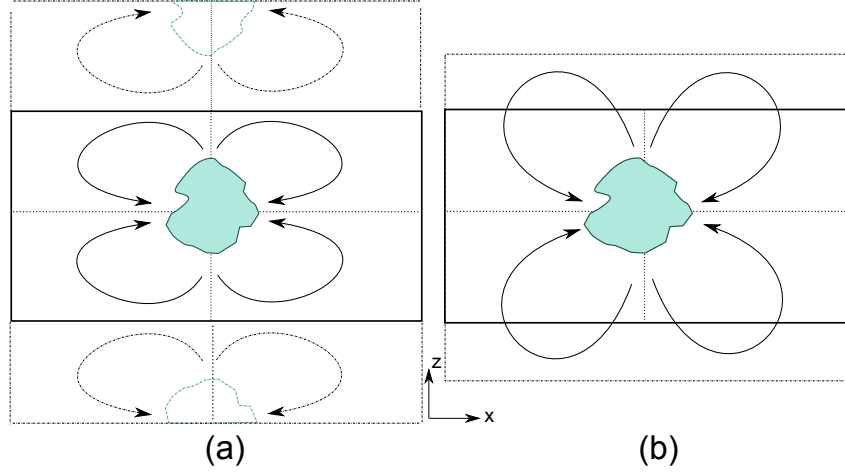


FIGURE 5.5: Schéma des conditions aux limites ; périodiques dans le cas des simulations numériques (a) et "zone tampon" suivi de murs dans le cas de l'expérience.

des structures. Par exemple, lors de visualisations avec de l'Iridine, on observe que les écoulements à grande échelle autour de la poche turbulente sont présents dans la zone tampon (idée schématisée sur la figure 5.5b). Les écoulements à grande échelle mais aussi le front de la poche turbulente sont donc ralentis plus tardivement dans l'expérience que dans les simulations car les murs sont plus éloignés et qu'il n'y pas de périodicité imposée dans l'expérience. Puisqu'on arrête l'analyse quand la même position est atteinte, une plus grande partie de la dynamique est couverte dans le cas des données issues des simulations numériques. Comme on l'observe sur les figures 5.2a et 5.2b, σ_{sf}^z et σ_{adv}^z diminuent aux temps longs pour le numérique alors qu'ils continuent à augmenter ou commencent à peine à augmenter aux derniers instants dans le cas de l'expérience (figures 5.1a et 5.1b). Ainsi si on souhaitait avoir des évolutions plus comparables entre l'expérience et le numérique, on pourrait soit envisager d'augmenter la taille du domaine numérique, soit modifier le dispositif expérimental en rapprochant les parois haute (plaque en plexiglas) et basse des bords de la courroie pour diminuer la hauteur de la zone tampon. Pour conclure, on peut retenir que la dynamique totale de croissance de poches turbulentes varie selon les conditions aux limites. Les écoulements à grande échelle changent de topologie plus rapidement dans le cas des conditions aux limites imposées dans les simulations et donc leur influence aussi.

Dynamique temporelle

Que ce soit pour les données issues des expériences ou celles issues des simulations numériques, σ_{adv}^z et σ_{loc}^z ont, à tout instant, une contribution dans le taux de croissance total de la poche σ_{sf}^z . Leur proportion respective est paramétrée par la dynamique de la

poche turbulente.

On note également que les évolutions temporelles de σ_{adv}^z et de $\max(U_{LSF}^z)$ sont similaires. Pour les données expérimentales, les deux augmentent en fonction du temps (figure 5.1b et figure 5.3b) avec des valeurs comprises entre $0.05 U$ et $0.17 U$. σ_{adv}^z et $\max(U_{LSF}^z)$ sont du même ordre de grandeur. Pour les données numériques, $\max(U_{LSF}^z)$ vaut 1 à 2 fois σ_{adv}^z .

En terme de dynamique, σ_{adv}^z et $\max(U_{LSF}^z)$ ont le même comportement temporel puisqu'ils augmentent puis décroissent en fonction du temps. Les maximums de $\max(U_{LSF}^z)$ et de σ_{adv}^z sont trouvés au même instant $t = 125 h/U$ (figure 5.2b et figure 5.4b). Ces fortes similitudes de dynamique entre la vitesse d'advection des tourbillons de bords et la vitesse à grande échelle renforcent l'idée que l'advection des tourbillons de bords et plus globalement de la poche turbulente est assurée par les écoulements à grande échelle.

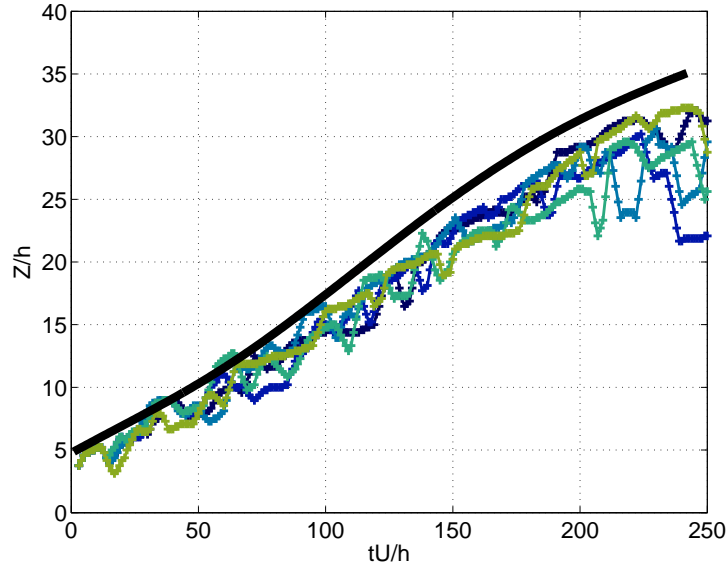


FIGURE 5.6: Évolution de la cordonnée du front haut moyen (noir) et de la position où $\max(U_{LSF}^z)$ est atteint pour différentes réalisations pour la ligne $x = 0$ à $Re = 400$. Une couleur correspond à une réalisation.

La mesure du maximum $\max(U_{LSF}^z)$ permet une première comparaison entre la vitesse à grande échelle et le taux d'advection mais un maximum reste une mesure locale et un majorant net. Pour affiner cette estimation de vitesse à grande échelle, on pourrait d'une part extraire la vitesse du champ filtré au niveau des bords transversaux de la poche turbulente plutôt que de forcer la position à l'endroit où le maximum est atteint. Dans les faits, la position à laquelle est réalisé $\max(U_{LSF}^z)$ suit relativement la position du front comme illustré sur la figure 5.6. On peut par ailleurs noter que le maximum de vitesse

à grande échelle se situe légèrement en amont du front donc dans la poche turbulente elle même. On se rappelle que les écoulements à grande échelle sont présents dans la zone laminaire mais également dans la zone turbulente et il n'est donc pas spécialement étonnant d'avoir une telle localisation du maximum. Au lieu d'extraire le maximum, on pourrait également envisager une quantité plus globale comme par exemple un équivalent du débit sortant au niveau des bords transversaux de la poche turbulente. Mais pour cela, il faut définir une largeur de bord de poche turbulente de manière arbitraire.

Comportement aux temps courts

Un autre point de discussion est le comportement du front de la poche turbulente aux temps courts. On observe un front commun à toutes les simulations au début de la croissance (pendant $50 h/U$) et ce pour tous les nombre de Reynolds. Ce comportement est visible sur la position du front sur la figure 5.7 et logiquement sur la vitesse de front sur la figure 5.2a .

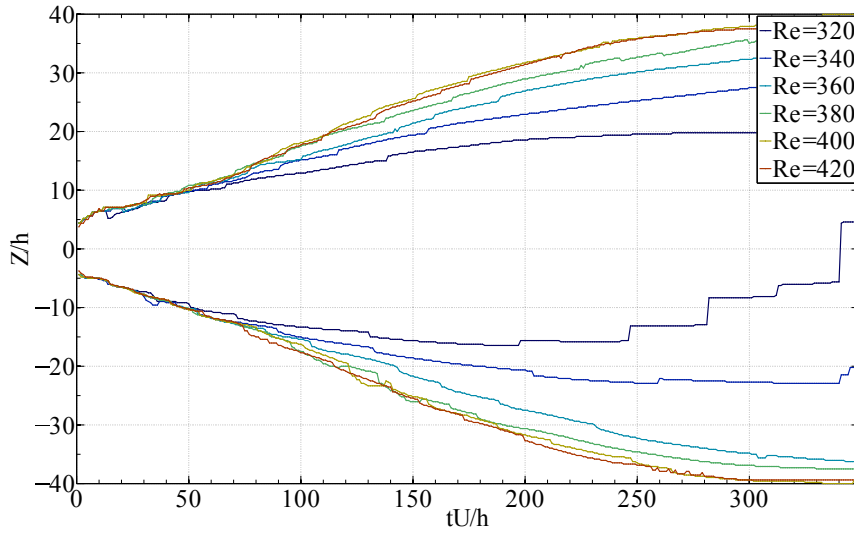


FIGURE 5.7: Positions des fronts d'une poche turbulente pour la ligne $(x, y) = (0, 0)$ avec $A = 1$, pour une taille de domaine $(180 h \times 2 h \times 80 h)$ et différents nombres de Reynolds d'évolution (une couleur par nombre de Reynolds)

La forme de la perturbation est la même pour tous les nombres de Reynolds donc il est légitime de retrouver à $t = 0$ une même position de front commun à tous les nombres de Reynolds. En revanche, on ne peut pas prédire que l'évolution de la poche turbulente engendrée par cette perturbation initiale soit commune à tous les nombres de Reynolds aux temps courts. Les mécanismes mis en place pendant la croissance de poche turbulente aux temps courts sont ainsi différents de ceux pour des temps plus longs. Pour ces temps

courts, on peut envisager une croissance transitoire non normale pour expliquer cette similitude. Expérimentalement, définir un instant initial commun à toutes les réalisations est moins direct et plus arbitraire. Pour cette raison, il est difficile de commenter cette première phase.

Mécanismes de croissance sous-jacents

Que ce soit pour les données expérimentales ou numériques, $\sigma_{adv}^z/\sigma_{sf}^z$ est supérieur à 40 % à tout temps et à tout nombre de Reynolds. Comme l'advection de la poche est due aux écoulements à grande échelle, cela signifie que les écoulements à grande échelle sont toujours présents. Puisque la présence des écoulements à grande échelle modifie la topologie de l'écoulement, on présage également un profil de vitesse $U_x(y)$ modifié à tout temps et à tout nombre de Reynolds.

Une des hypothèses pour expliquer l'origine des nucléations en bord d'une poche turbulente est une croissance par déstabilisation du profil et on associe à ce mécanisme de croissance local le taux de croissance σ_{loc}^z . Comme le propose Manneville [51] dans son modèle, aux écoulements à grande échelle on peut associer une dynamique lente. A temps court, le profil de vitesse modifié par les écoulements à grandes échelles (visibles sur la figure 1.6 dans le chapitre 1) ne change pas.

A $Re = 335$, $\sigma_{loc}^z = 0$ pour tous les temps. On est alors dans une configuration où le profil de vitesse $U_x(y)$ est modifié mais il n'y a pas de croissance locale. On peut alors présager un nombre de Reynolds seuil situé entre 335 et 346 au-dessus duquel la croissance par déstabilisation a lieu. Pour cette valeur seuil, les écoulements à grande échelle induiraient une courbure de profil suffisante pour avoir une possible déstabilisation du profil.

Duguet *et al.* [20] proposent une croissance locale via un processus stochastique dans un domaine étroit où les écoulements à grande échelle ne peuvent pas se développer. Ils obtiennent un taux de croissance σ_{STOC}^z d'environ $0.01 U$ pour une gamme de nombres de Reynolds compris entre 300 et 400 ce qui est un ordre de grandeur inférieur à celui que nous observons. Ils observent des retraits de stries pour tous les nombres de Reynolds alors que dans notre cas ce sont des événements très rares (4 ou 5 retraits de stries en bord de poche sur l'ensemble des 35 simulations, tous nombres de Reynolds confondus contre environ 40 nucléations de strie par simulation). Ces différences tendent à nous laisser croire que l'hypothèse d'une croissance stochastique sans influence des écoulements à grande échelle en bords de poche n'est pas forcément la plus pertinente. Elle peut éventuellement avoir lieu mais a priori un autre processus intervient dans une proportion plus importante pour permettre la nucléation des stries en bords de poche qui représentent tout de même environ 50% de l'ensemble des nucléations. Pour conclure, si cette croissance stochastique a lieu, elle est sûrement masquée par un autre mécanisme local beaucoup plus intense.

Les similitudes entre la dynamique d'évolution de σ_{adv}^z , vitesse des tourbillons de bords de poche et celles des quantités associées aux grandes échelles renforce l'hypothèse que les écoulements à grande échelle sont à l'origine de l'advection de la poche turbulente. Selon la direction transversale, les écoulements à grande échelle sont donc un élément clef du mécanisme de croissance de poche turbulente. Selon la direction longitudinale, les écoulements à grande échelle quadripolaires sont orientés vers la poche elle même. Si on applique le même raisonnement que selon la direction longitudinale, ils sont vraisemblablement des freins à la croissance. L'objectif du chapitre suivant est d'étudier la croissance de poche turbulente selon la direction longitudinale .

Chapitre 6

Croissance de poches turbulentes selon la direction longitudinale et formes de poche turbulente

Ce chapitre se focalise sur l'étude de la croissance des poches turbulentes selon la direction longitudinale. Nous nous concentrons dans un premier temps sur la topologie 3D et la forme d'une poche turbulente. Nous appliquons ensuite le même raisonnement que dans le cas de la croissance selon la direction transversale sauf que dans ce nouveau cas, les écoulements à grande échelle quadripolaires sont a priori des freins à la croissance puisqu'ils sont orientés vers la poche elle-même. Après une étude des vitesses de front et des écoulements à grande échelle, nous analysons les champs de vitesse filtrés pour proposer un mécanisme de croissance original reposant sur un équilibre entre l'advection des stries par des écoulements à grande échelle à l'intérieur de la poche turbulente et un ralentissement dû aux écoulements à grande échelle quadripolaires situés à l'extérieur de la poche turbulente. L'ensemble de l'étude présentée dans ce chapitre s'appuie sur des simulations numériques directes de croissance de poches turbulentes avec une perturbation initiale centrée sur le centre du domaine.

6.1 Organisation 3D d'une poche turbulente

L'écoulement moyen

Nous allons dans un premier temps nous focaliser sur la topologie d'une poche turbulente. L'intérêt de ce paragraphe est double. D'une part, il permet de justifier le choix d'une analyse des champs de vitesse sans écoulement moyen. D'autre part, ce dernier a une vertu illustrative et nous donne ainsi l'occasion d'avoir une vision globale de la topologie d'une poche turbulente.

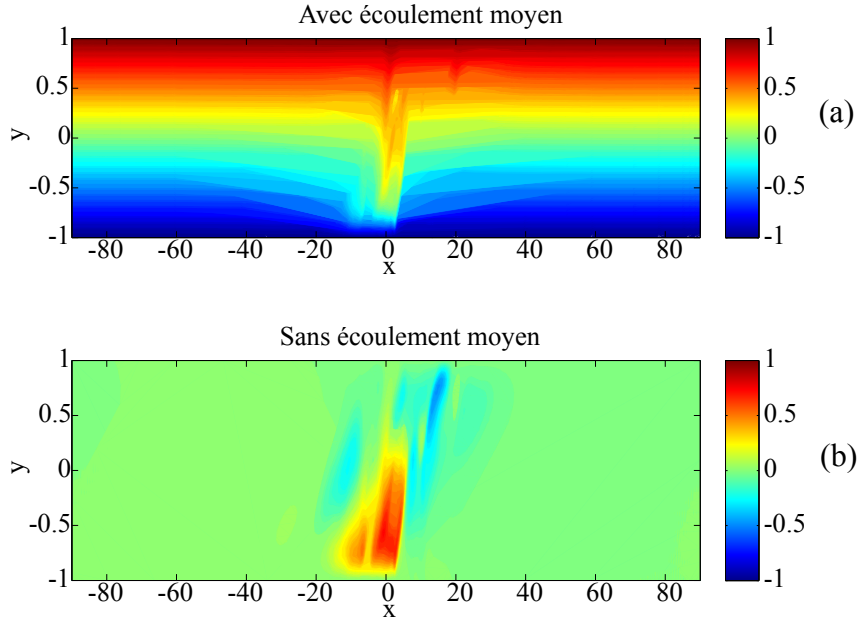


FIGURE 6.1: U_x/U pour une DNS à $Re = 360$ dans un plan centré $z/h = 0$ à $t = 50 h/U$ avec (a) ou sans écoulement moyen (b).

La figure 6.1 présente la composition d'une poche turbulente pour une coupe dans un plan $z = 0$ à $t = 50 h/U$ après que l'écoulement laminaire ait été perturbé. Sur la figure 6.1a, la totalité de l'écoulement est présent et on reconnaît le profil laminaire où la vitesse longitudinale U_x est égale à y , avec $h = U = 1$. En soustrayant le profil laminaire, sur la figure 6.1b, on observe clairement la perturbation turbulente au centre du domaine. Elle se traduit par une zone d'accélération en proche paroi avant ($y = -1 h$, $U = -1$) et une zone décélérée en proche paroi arrière ($y = 1 h$, $U = 1$). On retrouve l'effet bouchon induit par la présence de la turbulence déjà observé et discuté par Lundblach & Johansson [48] et Duguet & Schlatter [22] ainsi que le surplomb au niveau des bords longitudinaux. On peut également noter que pour un plan plus proche du plan médian $y = 0$, le profil de vitesse est plus compliqué et fortement dépendant de la position en x considérée.

La figure 6.2 présente la topologie d'une poche turbulente pour différentes coupes dans des plans $y = cste$ à $t = 150 h/U$ après que l'écoulement laminaire ait été perturbé. Pour un plan centré (figure 6.2 au centre), on reconnaît la poche turbulente composée d'une alternance de stries de haute et basse vitesse. Dans le plan $y = 0$ où les plans faiblement décalés, la totalité des stries est observable. Ceci justifie le choix que nous avons fait dans l'ensemble des chapitres précédents où notre étude s'appuie sur des visualisations et des mesures de champs de vitesse dans des plans y proches du plan médian. Il est néanmoins intéressant de prendre le temps d'observer la topologie d'une poche turbulente dans son ensemble pour avoir une vision globale de son arrangement. On note qu'en soustrayant

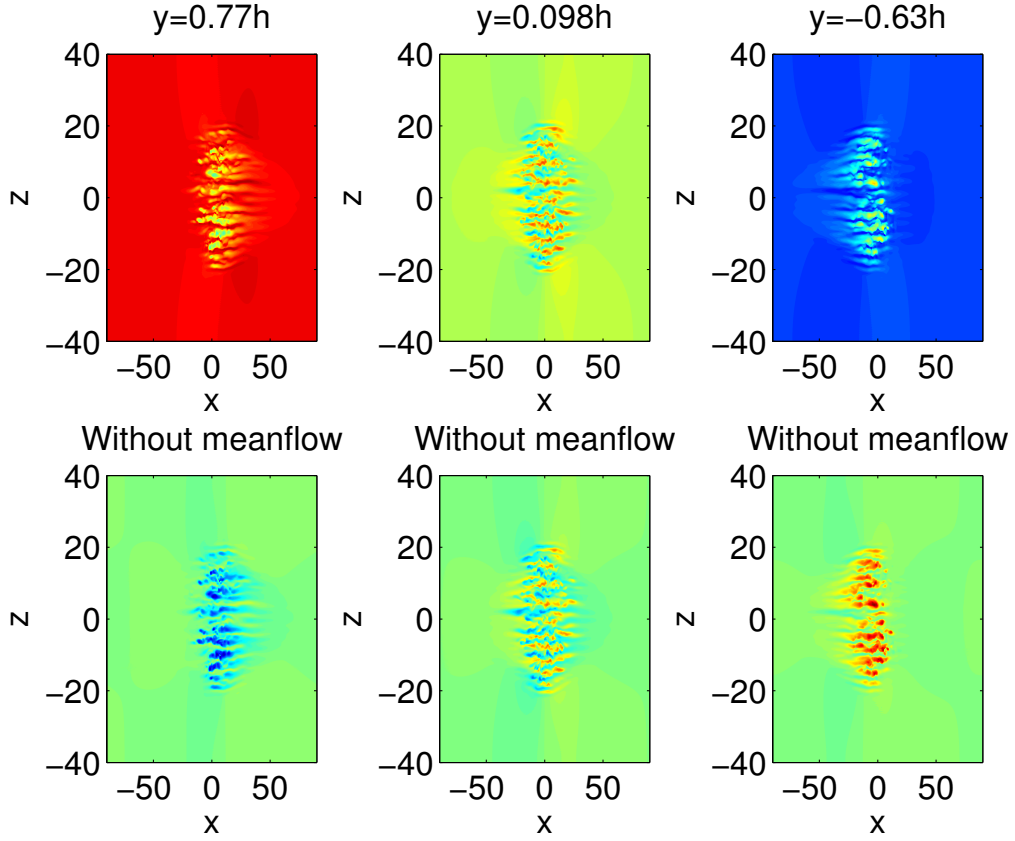


FIGURE 6.2: U_x/U pour une DNS à $Re = 360$ dans un plan décentré avant $y/h = 0.77$, centré $y/h = 0.098$, décentré arrière $y/h = -0.63h$ à $t = 150 h/U$ avec (haut) ou sans (bas) écoulement moyen.

l'écoulement moyen, on retrouve les mêmes caractéristiques pour les stries constitutives de la poche turbulente; un écoulement ralenti avec des stries négatives pour le plan proche de $y = 1 h$ et un écoulement accéléré avec des stries positives pour le plan proche de $y = -1 h$. Soustraire le profil laminaire n'a pour conséquence que de décaler la vitesse de base et donc la barre de couleur choisie pour représenter la vitesse longitudinale. Pour une meilleure lisibilité et une compréhension plus directe, nous choisissons dans la suite de l'étude de tracer uniquement des champs de vitesse pour lesquels l'écoulement laminaire est soustrait.

Topologie sans l'écoulement moyen

Le champ U_x/U est représenté dans un plan décentré avant $y = 0.77 h$, légèrement décentré $y = 0.098 h$, décentré arrière $y = -0.63 h$ sans l'écoulement moyen sur la figure

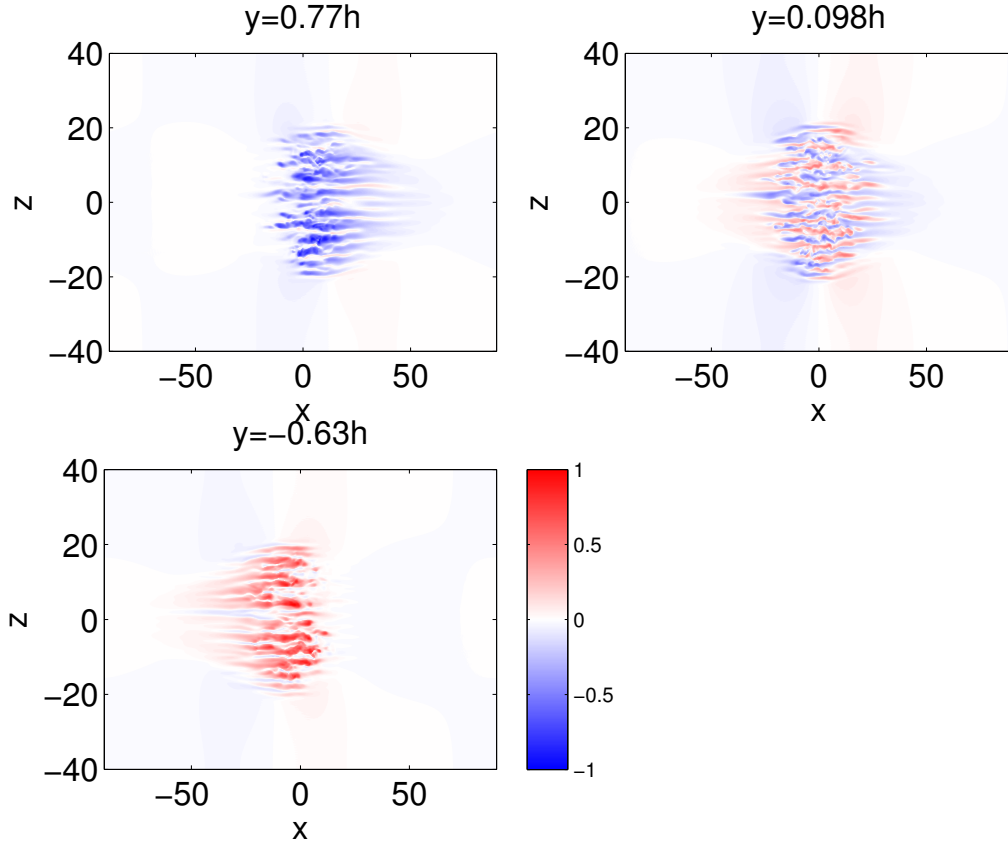


FIGURE 6.3: U_x/U pour une DNS à $Re = 360$ dans un plan décentré avant $y/h = 0.77$, centré $y/h = 0.098$, décentré arrière $y/h = -0.63h$ à $t = 150 h/U$ sans écoulement moyen.

6.3. On note une asymétrie de la poche selon la direction normale au plan ; pour des plans proches de $y = 1 h$ avec $U = 1$, la poche est uniquement constituée de stries négatives décentrées vers la droite de la poche ($x > 0$) alors que pour les plans proches de $y = -1 h$ seules des stries négatives sont présentes et l'ensemble de ces stries est décentré vers la gauche de la poche ($x < 0$). Il est à noter que dans le plan proche de $y = 0$, on retrouve une répartition symétrique par rapport à l'axe $x = 0$. En revanche, de manière assez étonnante à première vue, on observe plutôt des stries négatives dans la moitié gauche ($x < 0$) et des stries positives dans la moitié droite ($x > 0$) ce qui est l'inverse de ce qui est observé dans les plans décalés.

Une coupe dans le plan $z = 0$ permet d'éclaircir ce point. Puisqu'on est dans un plan de coupe $z = cste$, on observe une unique paire de stries. On peut néanmoins noter que l'on retrouve la même organisation quel que soit le plan $z = cste$ en s'appuyant sur la visualisation de la figure 6.3. La figure 6.4 pointe une zone intermédiaire située ici entre $x = -20 h \sim -15 h$ et $x = 15 h \sim 0 h$. Les stries négatives, qui ont tendance à être

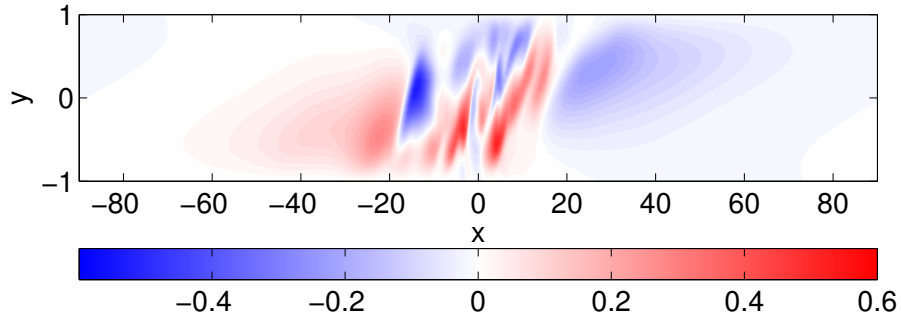


FIGURE 6.4: U_x/U pour une DNS à $Re = 360$ dans un plan centré $z/h = 0$ à $t = 150 h/U$ sans écoulement moyen

situées vers la droite de la poche ($x > 0$) pour les plans décentrés, surplombent les stries positives lorsqu'on se rapproche du centre; on observe alors les stries négatives plutôt à la gauche de la poche ($x < 0$).

6.2 Forme

En gardant en mémoire les différents points énoncés sur la topologie 3D d'une poche turbulente, on se focalise dorénavant sur une étude pour laquelle le plan de coupe est un plan centré proche de $y = 0$.

Méthode de détection

La première étape est de détecter le contour de la poche turbulente. Dans les chapitres précédents, nous nous sommes concentrés sur la dynamique du front de la poche sur la ligne $x = 0$. Les structures à grande échelle ayant essentiellement une composante U_z en $x = 0$ (figure 6.6 ou figure 4.5 dans la partie 4), les diagrammes spatiotemporels sont tracés pour la composante U_x . On peut alors délimiter l'état laminaire et l'état turbulent en utilisant un critère sur la valeur de la vitesse. On détecte l'état laminaire comme la zone où U_x est uniforme et égale à zéro. Pour détecter le front en $z = 0$, nous aurions pu utiliser le même processus en s'appuyant sur les diagrammes spatiotemporels pour U_z . Nous avons plutôt choisi une méthode qui permet la détection de l'ensemble du contour de la poche turbulente. Les étapes sont les suivantes :

1. *Chargement de l'image en niveau de gris* : l'image correspond à un champ de vitesse U_x dans le plan choisi proche de $y = 0$
2. *Détection des pixels* entre 2 valeurs seuils de niveau de gris. On définit un seuil haut Th et un seuil bas Tb . On cherche alors les ensembles de points pour lesquels soit le niveau de gris a une valeur inférieure au seuil haut Th , soit le niveau de gris a une

valeur supérieure au seuil bas Tb . L'intersection de ces deux ensembles est mis à 0 et correspond à la partie laminaire de l'écoulement. La valeur des seuils est choisie manuellement en optimisant la détection de la frontière sur des champs tests.

3. *Binarisation de l'image* selon cette détection. La binarisation s'effectue en fixant à 0 tous les pixels considérés comme laminaires et à 1 ceux considérés comme turbulents. Les pixels turbulents sont simplement les pixels qui n'ont pas été détectés laminaires.
4. *Dilatation-érosion* pour faire disparaître d'éventuels pixels turbulents considérés comme laminaires (faux positif). La dilatation-érosion est un processus usuel en traitement d'images qui repose sur des théories de morphologies mathématiques. On ferme ensuite le domaine pour avoir une unique région turbulente.
5. *Récupération des propriétés* de la zone turbulente telles que l'aire, le périmètre, etc.

On peut alors récupérer la position du front turbulent selon la ligne $x = 0$ ce qui nous permet de vérifier que cette nouvelle détection fournit les mêmes positions que l'ancienne.

Dynamique d'évolution de forme

De manière introductive, nous nous concentrons uniquement sur deux quantités facilement accessibles pour étudier l'évolution temporelle de la poche turbulente. On définit l_x la longueur de la poche turbulente sur la ligne $z = 0$. l_x correspond à la distance entre le front droit de la poche et le front gauche. Sur le même principe, on définit l_z comme la distance entre le front haut et le front bas en $x = 0$. La figure 6.5a représente l'évolution temporelle du rapport l_x/l_z pour différents nombres de Reynolds.

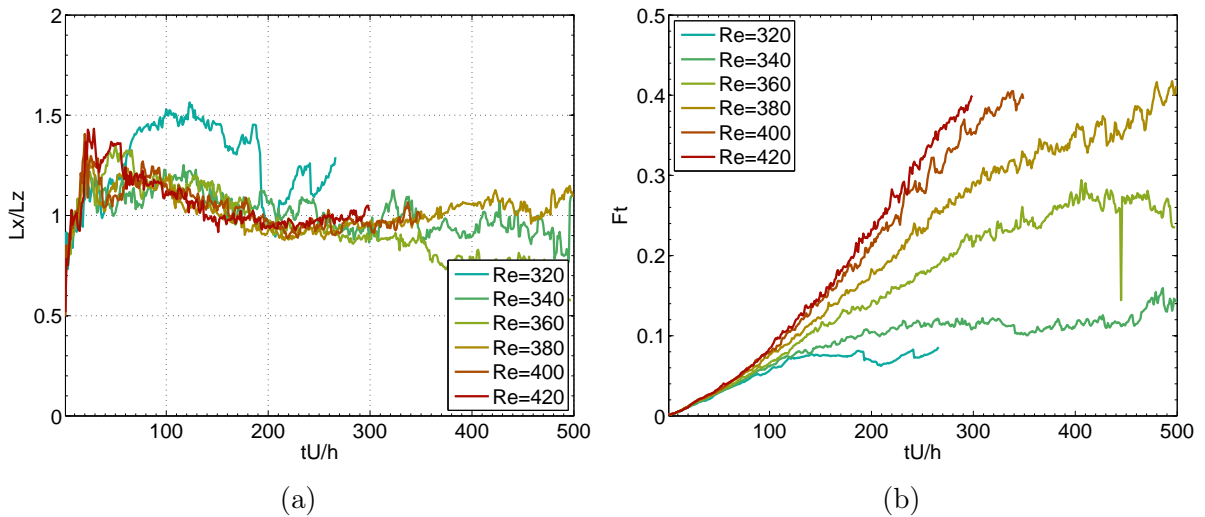


FIGURE 6.5: Evolution temporelle du rapport l_x/l_z (a) et de Ft (b) pour différents Re .

L'évolution temporelle de l_x/l_z peut être décomposée en trois phases :

1. L'intervalle $0-75 \ h/U$ est une phase commune à tous les Re où le ratio triple en passant de 0.5 à 1.5. Nous avons déjà observé et discuté cette phase commune dans la dernière partie du chapitre 5.
2. L'intervalle $75-T_1 \ h/U$ correspond à une phase où l_x est supérieur à l_z mais le ratio l_x/l_z diminue. On note T_1 l'instant où le ratio est égale à 1. T_1 est d'autant plus court que le nombre de Reynolds est élevé. T_1 est compris dans la gamme $150-270 \ h/U$.
3. Au delà de T_1 , le ratio se stabilise et demeure constant de valeur 1. A temps très longs ($350 \ h/U$), l_x/l_z peut éventuellement devenir inférieur à 1 mais on n'est plus alors dans la première phase de croissance pure de la poche mais dans une phase de réorganisation.

La deuxième quantité étudiée est la fraction turbulente Ft qui correspond au rapport de l'aire turbulente sur l'aire totale du domaine. L'aire turbulente est ici exactement l'aire de la poche turbulente. L'évolution temporelle de Ft , tracée sur la figure 6.5b, peut être décomposée en deux phases :

1. L'intervalle $0-60 \ h/U$ correspond à une phase commune à tous les Re où le ratio triple en passant de 0.5 à 1.5. Ce comportement commun à tous les nombres de Reynolds a déjà été le sujet d'une discussion dans la dernière partie du chapitre 5.
2. Au delà de $60 \ h/U$, la fraction turbulente croît en fonction du temps et ce d'autant plus rapidement que le Re d'évolution est élevé.

Pour expliquer l'évolution de la forme de la poche, nous avons pris le parti de simplifier le problème en une étude selon uniquement deux directions. Dans les chapitres 3 et 5, nous avons détaillé les mécanismes de croissance selon la direction transversale. Nous allons maintenant nous concentrer sur la direction longitudinale.

6.3 Front et vitesse selon la direction longitudinale

La poche turbulente selon la direction longitudinale

Selon la direction transversale, l'expansion de la poche turbulente est comprise comme une succession de nucléations de nouvelles stries de vitesse. Ceci a été détaillé dans le chapitre 3. Selon la direction longitudinale, une strie occupe toute la longueur l_x de la poche comme on peut l'observer sur la figure 6.6. La figure 6.6 permet d'observer la répartition de la vitesse dans la poche turbulente durant la première phase de croissance. Nous pouvons constater une présence plus marquée des stries négatives dans la moitié gauche ($x < 0$) et des stries positives dans la moitié droite ($x > 0$). Sans filtrage des champs, on observe déjà nettement les écoulements à grande échelle qui sont orientés vers la poche de part et d'autre de la poche. En effet en dehors de la poche, pour des z autour de $z = 0$, $U_x > 0$ pour les ($x > 0$) et $U_x < 0$ pour les ($x < 0$).

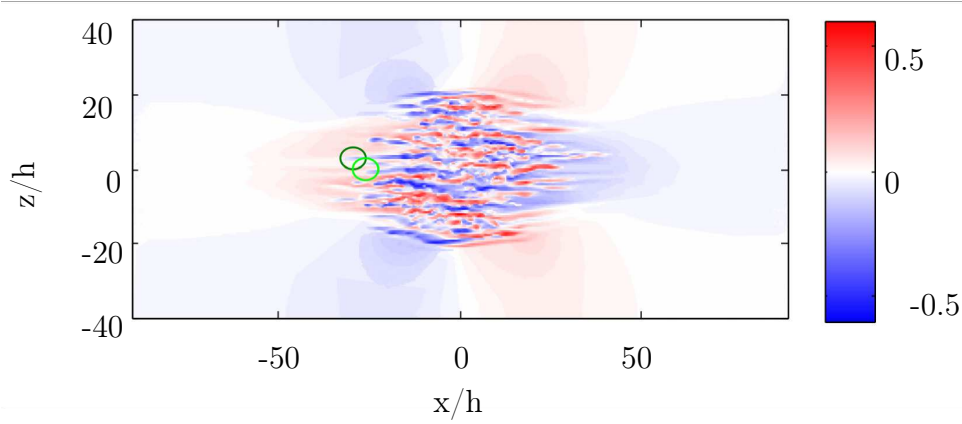


FIGURE 6.6: U_x/U pour une DNS à $Re = 380$ dans un plan centré en y à $t = 150 h/U$. En vert foncé est entourée l'extrémité de la strie 1 et en vert clair celle de la strie 2.

Fronts selon la direction longitudinale

On utilise ici la détection de poche turbulente qui a été présentée dans la partie 6.2. On a ainsi accès à la position de la frontière délimitant la poche turbulente pour la ligne $z = 0$ sur laquelle nous centrons notre étude. Nous présentons l'évolution temporelle de la position des fronts pour différentes réalisations sur la figure 6.7. La figure 6.7a correspond à une évolution à un nombre de Reynolds égal à 340 et la figure 6.7b à un nombre de Reynolds égal à 400. Dans les deux cas, on retrouve une phase commune à toutes les réalisations pendant les 50 premiers h/U . On peut s'attendre à ce comportement puisqu'on a vu qu'on avait également une phase commune à toutes les réalisations et tous les nombres de Reynolds pour les fronts selon la direction transversale, pour la fraction turbulente et pour le rapport l_x/l_z . Contrairement aux fronts selon la direction transversale (figure 3.8 dans le chapitre 3), on observe une dispersion notable entre les réalisations, une fois cette première phase commune finie.

Vitesse de fronts selon la direction longitudinale

L'évolution de la vitesse du front selon la direction longitudinale, σ_{sf}^x , est tracée en fonction du temps sur la figure 6.8a. Pour tous les nombre de Reynolds, la vitesse du front décroît en fonction du temps et cela de manière d'autant plus intense que le nombre de Reynolds d'évolution est faible. Ceci est également visible sur la figure 6.8b où l'évolution de la vitesse est tracée en fonction du nombre de Reynolds. On constate qu'à temps courts (entre 0 et $75 h/U$), σ_{sf}^x est globalement constant en fonction du nombre de Reynolds. A partir de $125 h/U$, on voit nettement que la diminution de σ_{sf}^x est d'autant plus marquée que le Re est faible. Pour $Re = 320$, on trouve une vitesse négative à partir d'environ $150 h/U$ ce qui est le signe d'une rétractation de la poche plutôt que d'une expansion. La vitesse de front longitudinale moyennée en temps $\overline{\sigma_{sf}^x}$ est tracée sur la figure 6.9a. On ne

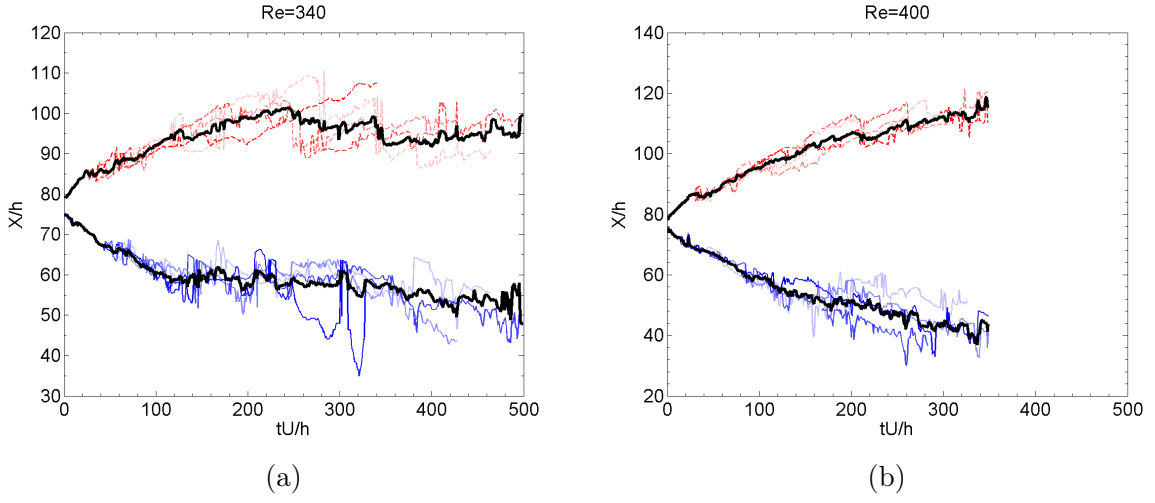


FIGURE 6.7: Front de la poche turbulente pour chaque réalisation (une couleur par réalisation) pour $Re = 340$ et pour $Re = 400$.

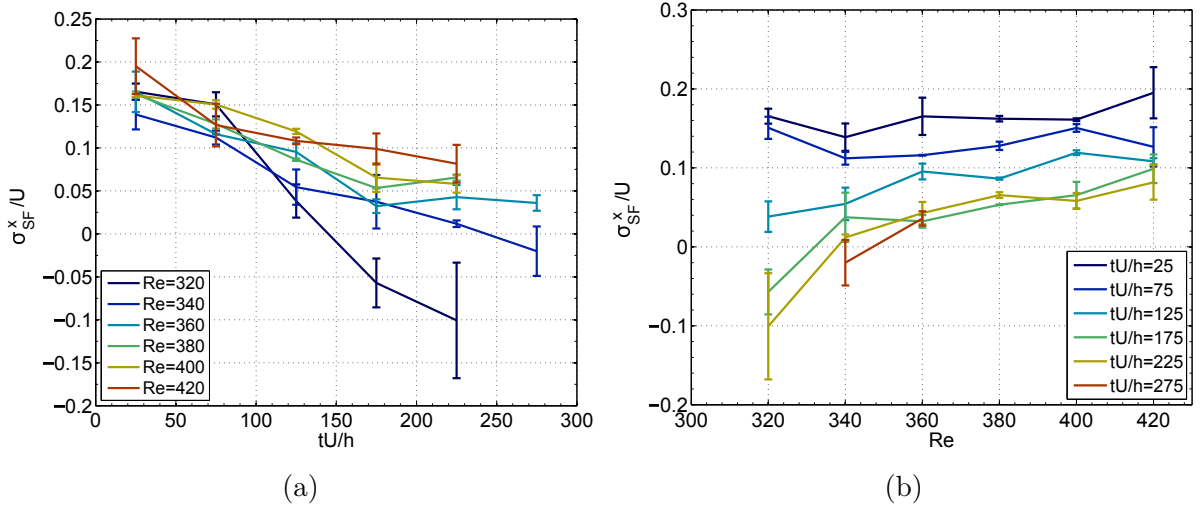


FIGURE 6.8: Vitesse du front issues des simulations numériques en fonction de Re (a) et du temps (b).

constate pas d'asymétrie entre la vitesse du front gauche et du front droit. En revanche, les barres d'erreurs construites sur les différences inter-réalisations sont conséquentes. $\overline{\sigma_{sf}^x}$ croît avec le nombre de Reynolds. Peu de mesures antérieures permettent de comparer ces valeurs avec d'autres travaux. Dans un domaine deux fois plus petit que celui utilisé dans cette étude, Lundblach & Johansson [48] ont mesuré la largeur de la poche pour trois nombres de Reynolds ($Re = 375$, $Re = 750$ et $Re = 1500$) pendant $150 h/U$. Pour

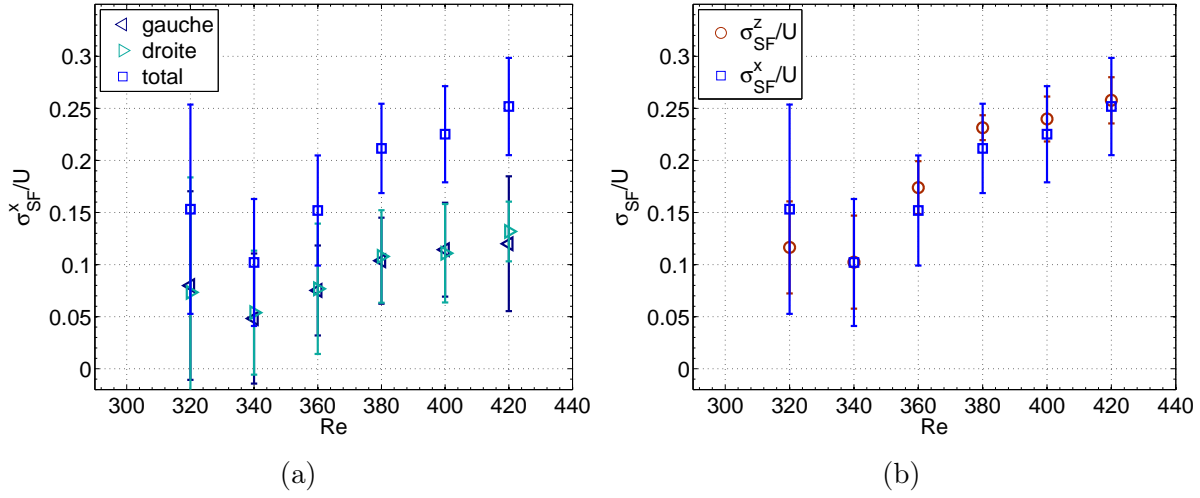


FIGURE 6.9: Vitesse moyenne du front issue des simulations numériques fonction du Re , (a) comparaison droite-gauche (b) comparaison direction transversale - direction longitudinale.

$Re = 375$, ils trouvent $\overline{\sigma_{sf}^x} \sim 0.17$ ce qui est du même ordre de grandeur que dans notre étude où $\overline{\sigma_{sf}^x}$ varie de 0.1 à 0.25 pour des nombre de Reynolds compris entre 340 et 420.

Les vitesses moyennes du front transversal σ_{sf}^z et longitudinale σ_{sf}^x sont tracées sur la figure 6.9b. Malgré des dynamiques spatiotemporelles fort différentes visibles sur la figure 5.2a dans la partie 5 pour σ_{sf}^z (pic de vitesse à mi-croissance de σ_{sf}^z) et sur la figure 6.8a pour σ_{sf}^x (décroissance en temps de σ_{sf}^x), on constate des vitesses moyennes quasi égales. La différence entre les deux vitesses se trouvent dans les barres d'erreurs respectives des deux vitesses. Ce résultat est assez étonnant car ce ne sont pas du tout les mêmes mécanismes qui sont mis en jeu selon les deux directions donc on pourrait s'attendre à une différence de vitesse selon les deux directions.

Dans cette partie, nous avons caractérisé l'évolution du front de la poche turbulente selon la direction longitudinale. Nous allons maintenant nous intéresser à la topologie des écoulements à grande échelle sur cette même direction. Nous allons les quantifier en fonction du temps et du nombre de Reynolds afin d'identifier leur possible rôle dans la croissance de poches turbulentes selon la direction longitudinale.

6.4 Écoulement à grande échelle selon la direction longitudinale

Pour cela, la première étape consiste à tracer les spectres de puissance 2D associés à U_x et U_z . Ceci nous permettra de filtrer les champs de vitesse et analyser ainsi la topologie

des champs de vitesses associés aux grandes et petites échelles.

Spectre 2D et filtrage

Les spectres de puissance associés à $U_{x/z}$, $E_{x/z}(\lambda_x, \lambda_z) = |\widehat{U_{x/z}}(\lambda_x, \lambda_z)|^2$ sont tracés sur la figure 6.10. Que ce soit pour $E_x(\lambda_x, \lambda_z)$ ou pour $E_z(\lambda_x, \lambda_z)$ on voit nettement de l'énergie associée aux grands λ_x et grands λ_z *i.e* aux grandes échelles. Les spectres ne sont pas compensés donc la trace des petites échelles est faible. Ce point est détaillé dans le chapitre 4. On voit tout de même de l'énergie ressortir selon la composante $E_x(\lambda_x, \lambda_z)$. Elle est concentrée dans une zone $1 - 5 h$ pour λ_z ce qui est cohérent avec le fait que la longueur d'onde typique des stries selon la direction transversale est de $4 h$. Selon λ_x , l'énergie est répartie entre $10 - 20 h$. L'étendue de cette gamme est liée à l'extension des stries selon la direction longitudinale qui est elle même directement corrélée à l'extension longitudinale de la poche turbulente. On peut donc s'attendre à ce que cette gamme soit plus ou moins étendue selon l'instant de la croissance considéré.

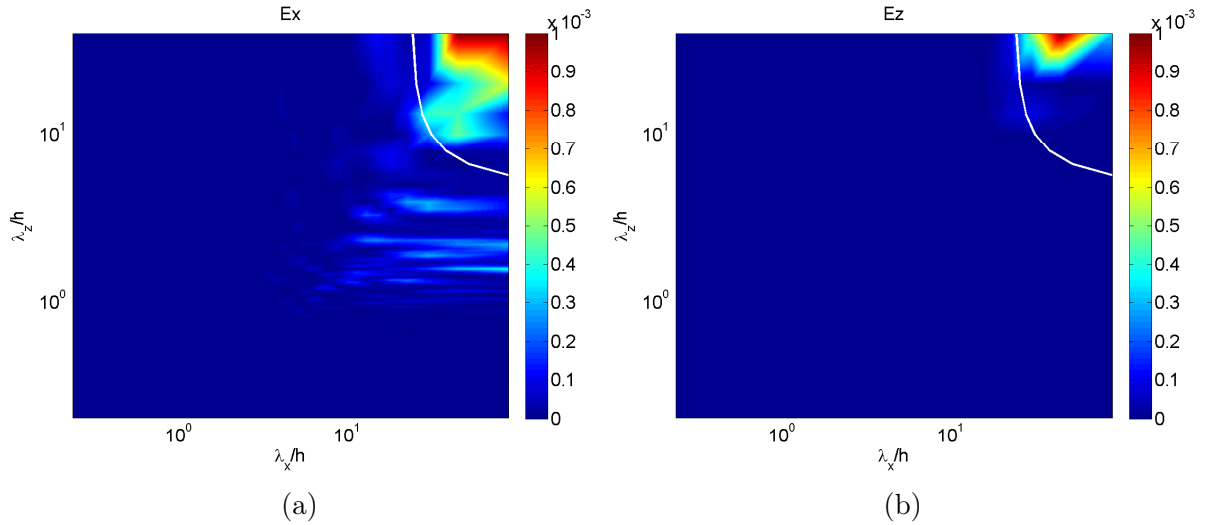


FIGURE 6.10: $E_x(\lambda_x, \lambda_z)$ (a) et $E_z(\lambda_x, \lambda_z)$ (b) pour une DNS à $Re = 380$ dans le plan $y/h = 0$ à $t = 150 h/U$.

En blanc, la limite $\lambda_c/h = 24$, définie dans le chapitre 4, est tracée. Cette longueur d'onde de coupure délimite raisonnablement bien les deux gammes d'échelles. Des filtres Butterworth du 4^e ordre passe-bas et passe-haut avec λ_c/h sont appliqués pour extraire les écoulements à grande et à petite échelle respectivement. Les champs de vitesse déduits de ce filtrage sont présentés sur la figure 6.11.

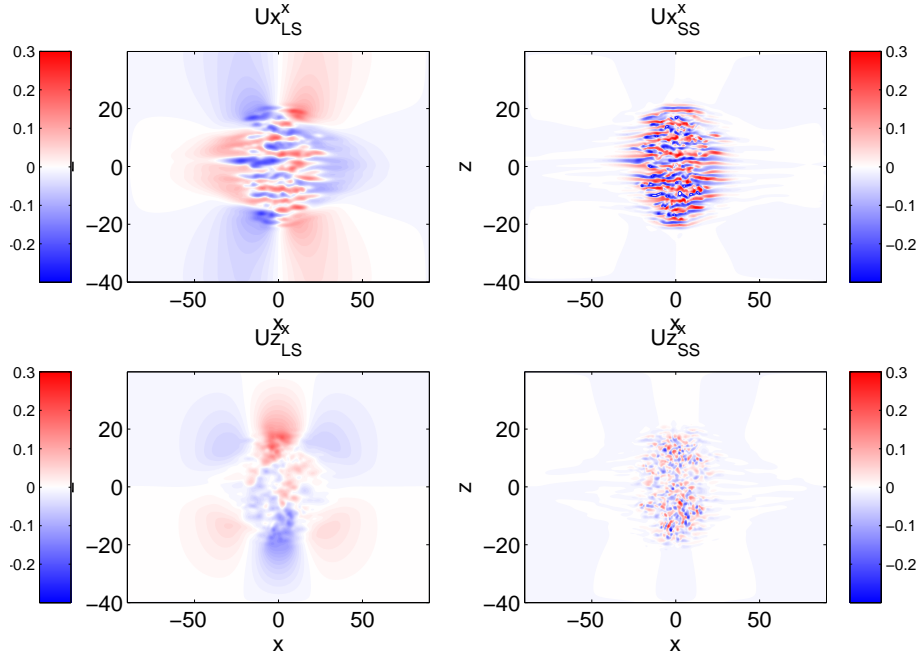


FIGURE 6.11: U_z/U et U_x/U pour une DNS à $Re = 360$ dans le plan $y/h = 0$ à $t = 150 h/U$ à grande (gauche) et petite (droite) échelle.

Topologie des champs aux grandes et petites échelles

On retrouve, aux grandes échelles, le quadripôle désormais bien connu que ce soit pour U_x/U ou U_z/U . En revanche, on constate sur le champ U_x/U aux grandes échelles des structures intenses dans la poche turbulente elle-même. Elles sont construites avec une symétrie gauche-droite : on constate en effet des zones de fortes vitesses négatives pour les ($x < 0$) et des zones de fortes vitesses positives en ($x > 0$).

A petite échelle, nous retrouvons les tourbillons de bords. Nous retrouvons également les stries et ce de manière homogène dans la totalité de la poche turbulente.

Au vu des symétries nous allons nous concentrer sur une seule moitié du domaine correspondant aux $x > 0$. Tous le raisonnement que nous allons développer peut être également réalisé pour l'autre moitié du domaine.

Dans la moitié $x > 0$, on observe donc à grande échelle des écoulements intenses dont la vitesse longitudinale associée est positive. Dans ce même sous-domaine, à l'intérieur de la poche turbulente, les écoulements à grande échelle ont une vitesse longitudinale négative

Minimum et maximum de vitesse à grande échelle

Un bon moyen de comparer ces deux zones est d'extraire le minimum et le maximum de vitesse à grande échelle dans la zone proche de $z = 0$. Nous cherchons la valeur maximum de la composante de vitesse longitudinale filtrée à grande échelle $\max(U_{LSF}^x)$ et la position X_{max} de ce maximum de vitesse à grande échelle en $x > 0$ dans l'intervalle $z/h = 0 \pm 20$. Une fois ce maximum reporté, on cherche le minimum de vitesse à grande échelle $\min(U_{LSF}^x)$ pour la zone $x > X_{max}$ dans le même intervalle $z/h = 0 \pm 20$. Une moyenne inter-réalisation au même nombre de Reynolds et une moyenne glissante sur 5 pas de temps sont ensuite réalisées.

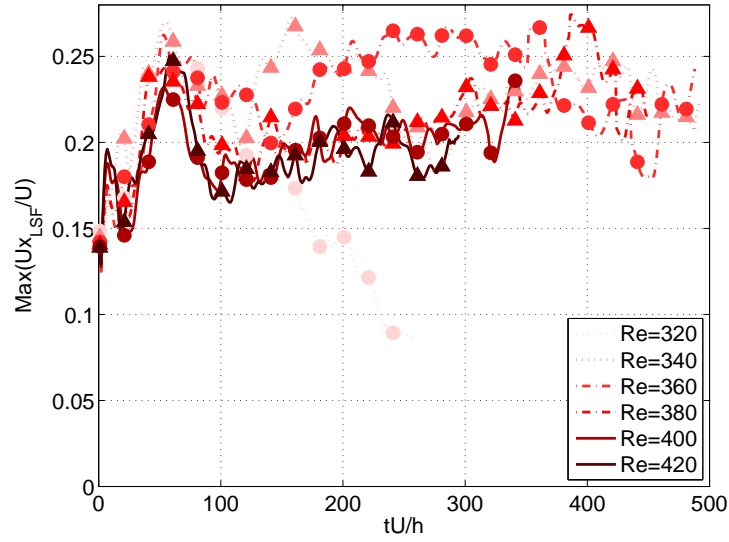


FIGURE 6.12: $\max(U_{LSF}^x)(x > 0)$ en fonction du temps pour différents nombre de Reynolds (numérique).

L'évolution de $\max(U_{LSF}^x)$ est présentée sur la figure 6.12. Pour l'ensemble des nombres de Reynolds, $\max(U_{LSF}^x)$ augmente en fonction du temps à partir de 0 jusqu'à environ $0.25 U$. Ensuite, pour les $Re > 320$, $\max(U_{LSF}^x)$ atteint un plateau dont la valeur est comprise entre $0.18 U$ et $0.25 U$. Ce plateau est atteint plus ou moins rapidement selon le nombre de Reynolds.

L'évolution de $\min(U_{LSF}^x)$ sur la ligne $z = 0$ dans le demi-domaine $x > X_{max}$ est présentée sur la figure 6.13. Pour l'ensemble des nombres de Reynolds de la gamme, $\min(U_{LSF}^x)$ diminue en fonction du temps à partir de 0 jusqu'à atteindre rapidement une valeur d'environ $-0.15 U$. Ensuite, la tendance globale à tous les Re est à une diminution plus lente ; $\min(U_{LSF}^x)$ passe de $-0.15 U$ à $-0.2 U$ en $250 h/U$.

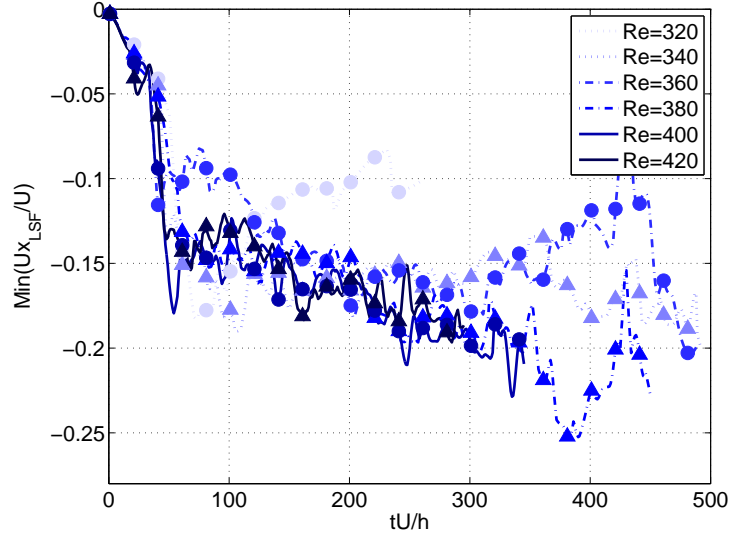


FIGURE 6.13: $\min(U_{LSF}^x)(x > 0)$ en fonction du temps pour différents nombres de Reynolds (numérique).

6.5 Vers un mécanisme de croissance et d'expansion selon la direction longitudinale

Identification des différentes contributions

Dans le chapitre 3, nous avons proposé un mécanisme de croissance selon la direction transversale où nous décomposons en deux parties la vitesse transversale du front transversal de la poche :

$$\sigma_{sf}^z = \sigma_{loc}^z + \sigma_{adv}^z \quad (6.1)$$

avec σ_{loc}^z , un taux de croissance associé à un mécanisme local de nucléation de stries de vitesse et σ_{adv}^z , un taux de croissance associé à un mécanisme global de nucléation de stries de vitesse gouverné par l'advection de la poche turbulente par les écoulements à grande échelle. Selon la direction transversale z , les écoulements à grande échelle quadripolaires extraient du fluide de la poche turbulente et ont un rôle d'advection. Ainsi, en première approximation, il vient :

$$\sigma_{adv}^z \sim \max(U_{LSF}^z)_{(x=0, z>0)} \quad (6.2)$$

En revanche, selon la direction longitudinale x , la composante de vitesse des écoulements à grande échelle quadripolaires est dirigée vers l'intérieur de la poche. Ils vont donc plutôt avoir tendance à freiner l'expansion.

Ainsi, de manière prospective, nous pourrions décomposer la vitesse longitudinale du front longitudinal de la poche :

$$\sigma_{sf}^x = \sigma_{growth}^x + \sigma_{slow}^x \quad (6.3)$$

avec σ_{growth}^x un taux de croissance positif. σ_{slow}^x est négative et représente la contribution des écoulements à grande échelle quadripolaires $\sigma_{LSF-QUADRU}^x$, dirigée vers l'intérieur de la poche en $z = 0$, qui freinent la croissance. En première approximation, nous pouvons comparer ce taux à une vitesse locale des écoulements à grande échelle quadripolaires :

$$\sigma_{slow}^x = \sigma_{LSF-QUADRU}^x \sim \min(U_{LSF}^x)_{(z=0, x>0)} \quad (6.4)$$

La seconde étape est d'identifier l'origine du taux de croissance σ_{growth}^x qui permet la croissance de la poche turbulente selon la direction longitudinale. Nous avançons l'hypothèse que ce sont les écoulements grandes échelle à l'intérieur de la poche turbulente visibles sur la figure 6.11a qui advectent la poche. Comme nous l'avons détaillé dans la partie 6.4, nous observons à l'intérieur de la poche turbulente des écoulements orientés vers l'extérieur de la poche. En effet, pour la partie de la poche en $(x > 0)$, $U_{LSF}^x > 0$ et pour la partie de la poche en $(x < 0)$, $U_{LSF}^x < 0$. Ils ont ainsi la topologie nécessaire pour permettre d'advecter la poche turbulente selon la direction longitudinale. Nous proposons donc :

$$\sigma_{growth}^x = \sigma_{LSF-IN}^x \quad (6.5)$$

avec σ_{LSF-IN}^x qui traduit la contribution des écoulements à grande échelle à l'intérieur de la poche turbulente. En première approximation, nous pouvons évaluer cette contribution de la manière suivante :

$$\sigma_{LSF-IN}^x \sim \max(U_{LSF}^x)_{(z=0, x>0)} \quad (6.6)$$

L'équation 6.3 devient :

$$\sigma_{sf}^x = \sigma_{LSF-IN}^x + \sigma_{LSF-QUADRU}^x \quad (6.7)$$

La figure 6.14a présente l'évolution du ratio $|\min(U_{LSF}^x)_{(z=0, x>0)}| / \max(U_{LSF}^x)_{(z=0, x>0)}$. Nous pouvons noter que l'évolution temporelle de ce ratio est très similaire et regroupée entre les différents nombres de Reynolds. Pendant la totalité de la croissance, le ratio est inférieur à 1. En première approximation, les écoulements à grande échelle à l'intérieur de la poche (dont la contribution est approximé par $\max(U_{LSF}^x)_{(z=0, x>0)}$) sont plus intenses que les écoulements à grande échelle quadripolaires à l'extérieur de la poche turbulente (dont la contribution est approximée par $\min(U_{LSF}^x)_{(z=0, x>0)}$). Pendant une première phase d'environ $100 h/U$, le ratio augmente de 0 à 0.75 traduisant une intensité des écoulements à grande échelle de plus en plus importante à l'extérieur de la poche

par rapport à ceux à l'intérieur de la poche turbulente. Aux temps plus longs, le ratio se stabilise vers un plateau compris entre 0.6 et 0.8.

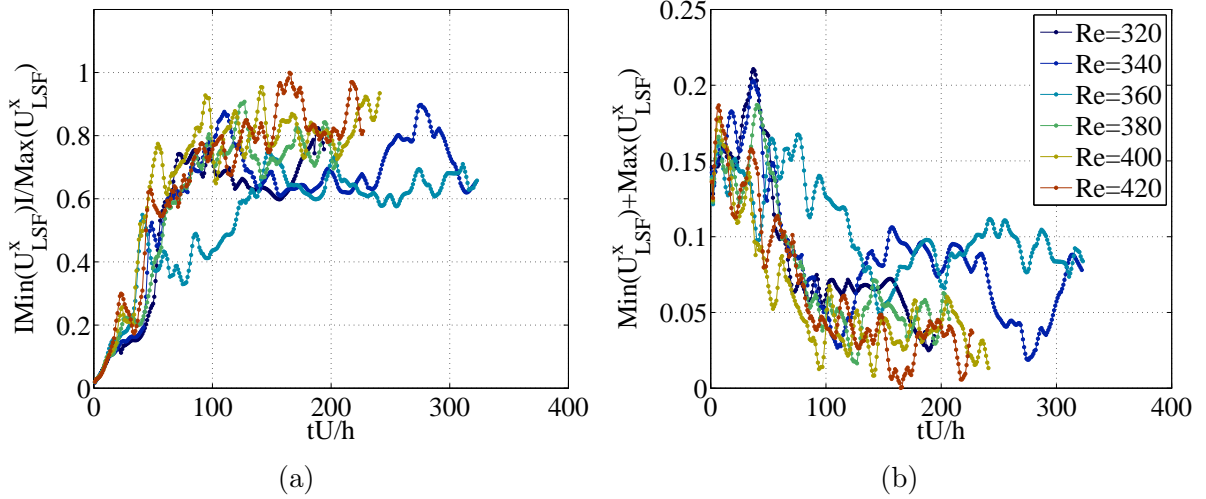


FIGURE 6.14: (a) Evolution du ratio $|\min(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)}| / \max(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)}$ et (b) de la somme $\min(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)} + \max(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)}$ en fonction du temps pour différents nombres de Reynolds (numérique).

La figure 6.14b présente l'évolution de la somme $\min(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)} + \max(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)}$. Pendant une première phase d'environ $100 h/U$, cette somme diminue brusquement d'environ $0.17 U$ à environ $0.005 U$. Ensuite elle se stabilise autour d'une valeur moyenne fonction du nombre de Reynolds.

Lien idée-mesure

L'idée est de faire le lien entre l'évolution de $\min(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)} + \max(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)}$, estimation de $\sigma_{LSF-QUADRU}^x + \sigma_{LSF-IN}^x$, visible sur la figure 6.14b et celle de σ_{sf}^x visible sur la figure 6.8. Ceci permettrait de rejeter ou non l'hypothèse avancée dans l'équation 6.7. Dans le paragraphe 6.3, nous avons observé que σ_{sf}^x diminue avec le temps pour tous les Re en passant d'une valeur à temps courts comprise entre $0.15 U$ et $0.2 U$ à une valeur à temps longs comprise entre $0.07 U$ et $-0.1 U$. La somme $\min(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)} + \max(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)}$ diminue également pour tous les Re en passant d'une valeur à temps courts comprise entre $0.13 U$ et $0.2 U$ à une valeur à temps longs comprise entre $0 U$ et $0.1 U$. Nous retrouvons la même tendance et les mêmes ordres de grandeur pour les deux quantités même si à temps longs les valeurs finales atteintes sont plus faibles pour σ_{sf}^x que pour $\min(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)} + \max(U_{LSF}^x)_{(z=0,x>0)}$.

Cette comparaison ne permet pas de rejeter l'hypothèse avancée dans l'équation 6.7. En revanche, il serait nécessaire d'affiner l'évaluation de $\sigma_{LSF-QUADRU}^x$ et σ_{LSF-IN}^x pour

vraiment conforter l'hypothèse que la croissance de la poche turbulente selon la direction longitudinale est basée sur une compétition entre les écoulements à grandes échelles à l'intérieur de la poche et ceux quadripolaires à l'extérieur.

De manière prospective, nous proposons des pistes pour expliquer la croissance de la poche turbulente selon la direction longitudinale. Nous décomposons le taux de croissance selon cette direction en étant la somme de la vitesse des écoulements à grande échelle à l'intérieur de la poche et des écoulements à grande échelle quadripolaires.

Conclusion générale

Notre étude a porté dans un premier temps sur les mécanismes permettant la nucléation de nouvelles stries durant la croissance d'une poche turbulente selon la direction transversale. Nous avons étudié le taux de croissance de la poche turbulente en fonction du temps et du nombre de Reynolds. Aux deux localisations de nucléation de stries turbulentes, à l'intérieur de la poche elle-même et sur ses bords, nous avons identifié deux mécanismes de croissance : un mécanisme de croissance locale ayant lieu aux bords transversaux de la poche mais aussi, dans une proportion comparable, un mécanisme de croissance globale induit par une advection due aux écoulements à grande échelle. Nous avons associé aux deux mécanismes des taux de croissance et nous avons analysé leurs évolutions respectives en fonction temps et du nombre de Reynolds. Nous avons établi un lien entre la dynamique des fronts des poches turbulentes, celle des tourbillons présents en bords de poches turbulentes et celles de différentes quantités liées aux écoulements à grande échelle. De manière complémentaire, nous nous sommes appuyés sur des données issues d'expérience et de simulations numériques.

Nous pouvons apporter quelques limites vis-à-vis de cette étude. Nous ne retrouvons pas les proportions exactes entre le nombre de nucléations à l'intérieur et à l'extérieur de la poche et la proportion entre les deux mécanismes. Nous avons concentré notre étude sur une unique ligne $z = 0$. Le suivi des nucléation pourrait être réalisé sur une coupe entière $y = cste$, ou idéalement, sur la poche turbulente 3d. Ainsi nous aurions la totalité des informations et cela nous éviterait des biais, par exemple, dus à d'éventuelles translations de la poche turbulente. Pour expliquer la cause des nucléations de stries à l'extérieur de la poche, nous avons choisi de reprendre l'idée proposée par des travaux antérieurs qui suggèrent que le mécanisme est local mais nous n'avons pas spécialement de preuve à apporter. Nous suggérons que les stries de bords (auxquelles sont associées les tourbillons de bords) sont la trace de la première étape du "lift-up". Cela reste uniquement une supposition bien que tous les ingrédients soient présents.

L'écoulement de Couette plan constitue le cadre de notre travail. Une perspective intéressante serait de voir s'il est possible d'étendre ce raisonnement à d'autres écoulements. La condition nécessaire serait alors la présence d'une direction transversale dans l'écoulement.

Dans un second temps, nous nous sommes concentrés sur la mise en évidence et la quantification des écoulements à grandes échelles présents lors de la coexistence laminaire-turbulent. L'étude de leur dynamique et de leur topologie nous a également permis de renforcer notre hypothèse quant à leur rôle dans la dynamique de la croissance de poches turbulentes. Cette étude s'est essentiellement basée sur des données expérimentales ce qui donne lieu à des limites expérimentales. La fenêtre de PIV ne correspond pas à la zone totale où l'écoulement de Couette plan est réalisé. Nous avons dû nous limiter à des croissances de poches turbulentes réalisées via des perturbations reproductibles spécifiques pour s'assurer de ne pas subir un éventuel biais lié à l'accès d'une fenêtre limitée. De plus, nous n'avons extrait que deux des trois composantes de vitesse et le confinement du montage expérimental nous a restreint à des mesures dans les plans $y = cste$. D'autre part, nous n'avons pas déterminé si nous pouvions associer aux écoulements à grandes échelles une quantité constante pour une fraction turbulente donnée ou pour une taille de domaine donnée.

Nous ne connaissons pas l'influence exacte du rapport de la dimension longitudinale du domaine sur la direction transversale du domaine vis-à-vis de la forme des écoulements à grandes échelles et donc de la croissance de la poche turbulente. Il pourrait être pertinent approfondir ce point grâce à une étude quantitative.

Nous avons finalement étudié la croissance des poches turbulentes selon la direction longitudinale. Nous avons quantifié le taux de croissance des poches turbulentes selon cette direction en fonction du nombre de Reynolds et du temps. Nous avons également quantifié les écoulements à grande échelle quadripolaire mais aussi ceux présents à l'intérieur de la poche turbulente elle-même. Nous avons analysé les champs de vitesse filtrés pour proposer un mécanisme de croissance original reposant sur un équilibre entre l'advection des stries par des écoulements à grande échelle à l'intérieur de la poche turbulente et un ralentissement dû aux écoulements à grande échelle quadripolaires situés à l'extérieur de la poche turbulente. Nous n'avons pas déterminé l'origine des écoulements à grande échelle à l'intérieur de la poche. Enfin, des écoulements intenses à grande échelle sont observés lors d'une coexistence laminaire-turbulent avec un motif de bande. Une perspective intéressante serait d'établir le rôle exact de ces structures à grande échelle dans l'organisation et le maintien de ce motif fascinant.

Annexe A

Motifs de bandes laminaire-turbulent et écoulements à grande échelle

Le caractère sous-critique de la transition à la turbulence dans l'écoulement de Couette plan induit une possible coexistence des états laminaire et turbulent. Jusqu'ici nous nous sommes focalisés sur des configurations où l'état turbulent envahit l'état laminaire. Nous nous concentrons ici sur une configuration où les états laminaire et turbulent coexistent de manière stationnaire sous la forme d'une alternance de bandes laminaires et turbulentes. Nous regardons l'organisation du spectre d'énergie pour cette configuration. Nous nous intéressons également à l'angle des bandes du motif.

A.1 Formation des bandes

Nous utilisons pour cette étude uniquement des simulations numériques directes des équations de Navier-Stokes dans l'écoulement de Couette plan qui sont réalisées en utilisant le code de calcul Channelflow. Ce point est détaillé dans la partie 2.2 du chapitre 2. Les simulations numériques présentées dans cette annexe sont réalisées dans un domaine de taille ($L_x = 90h$, $L_y = 2h$, $L_z = 40h$) avec une résolution de (384, 33, 192) modes déaliasés selon les directions (x, y, z).

Pour atteindre le régime de coexistence de bandes, nous réalisons des recuits. Ceci correspond à un protocole de diminution du nombre de Reynolds de manière adiabatique similaire à celui utilisé par Schmiegél & Eckhardt [60] dans un domaine de taille MFU ou Philip & Manneville [55] dans toute une gamme de taille de domaine. Nous commençons les simulations avec un écoulement turbulent à $Re = 420$. Le nombre de Reynolds est ensuite réduit avec des pas de $\Delta Re = 10$ tous les $\Delta T = 10^3 h/U$ jusqu'à $Re = 350$.

La figure A.1 représente des champs de vitesse U_x instantanés à la fin de chaque plateau pour chacun des nombres de Reynolds d'évolution du recuit. A partir de $Re = 370$, nous

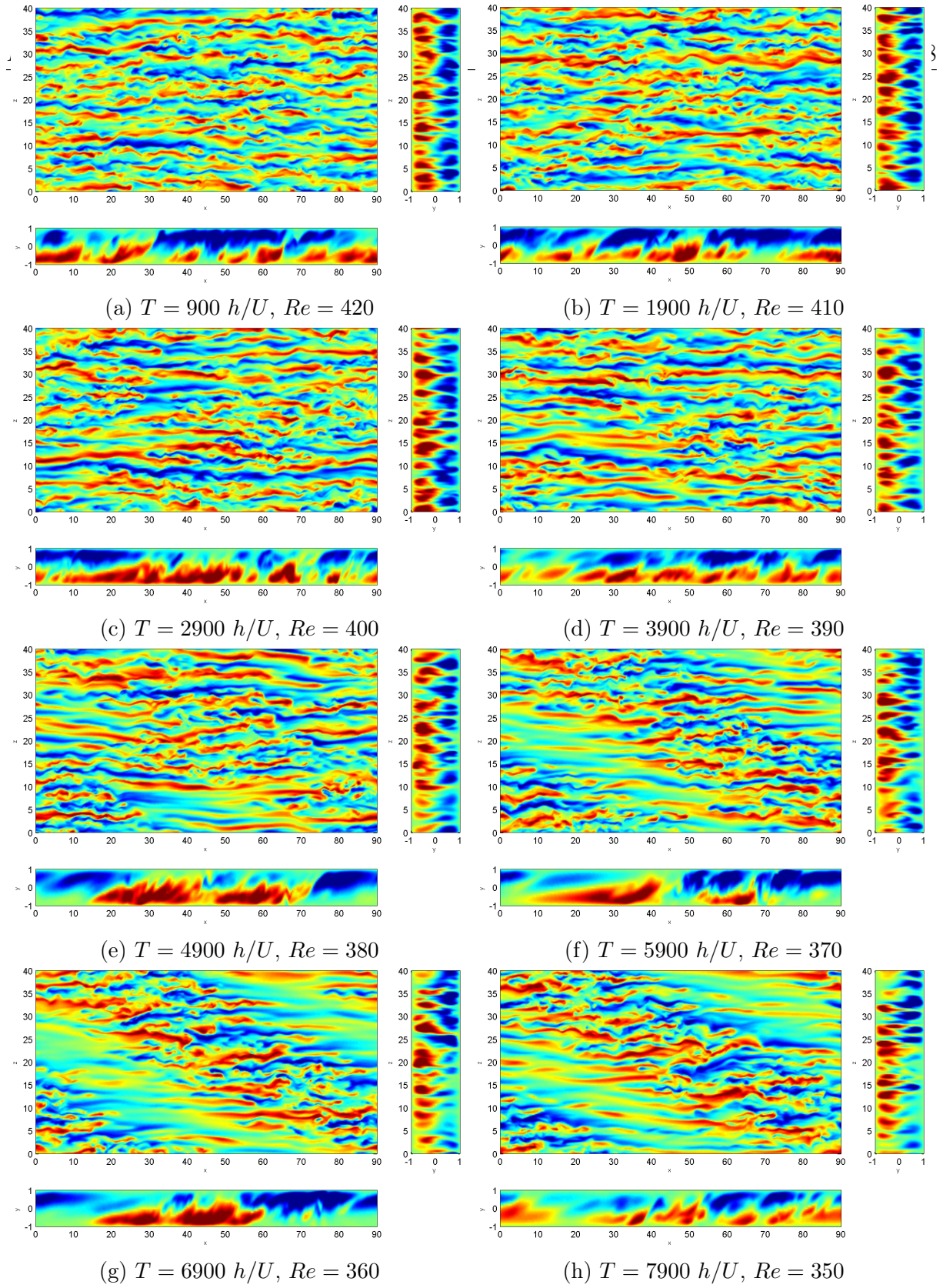


FIGURE A.1: U_x dans les plan $y = 0$, $x = 0$, $z = 0$ après 900 pas de temps à chaque Re

pouvons observer la formation de bandes laminaire-turbulentes. Les zones laminaires des bandes sont encore plus marquées à partir de $Re = 360$.

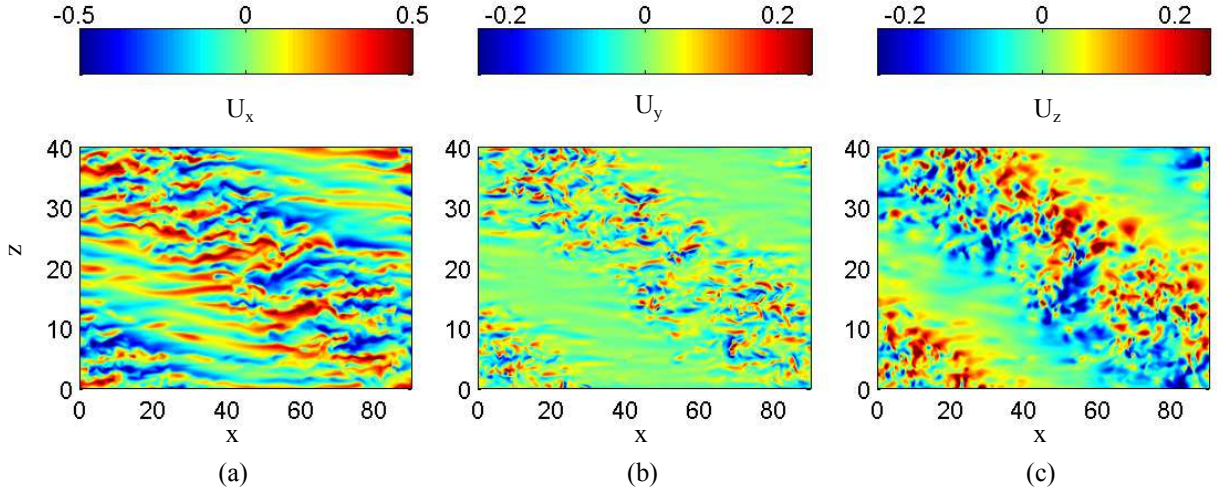
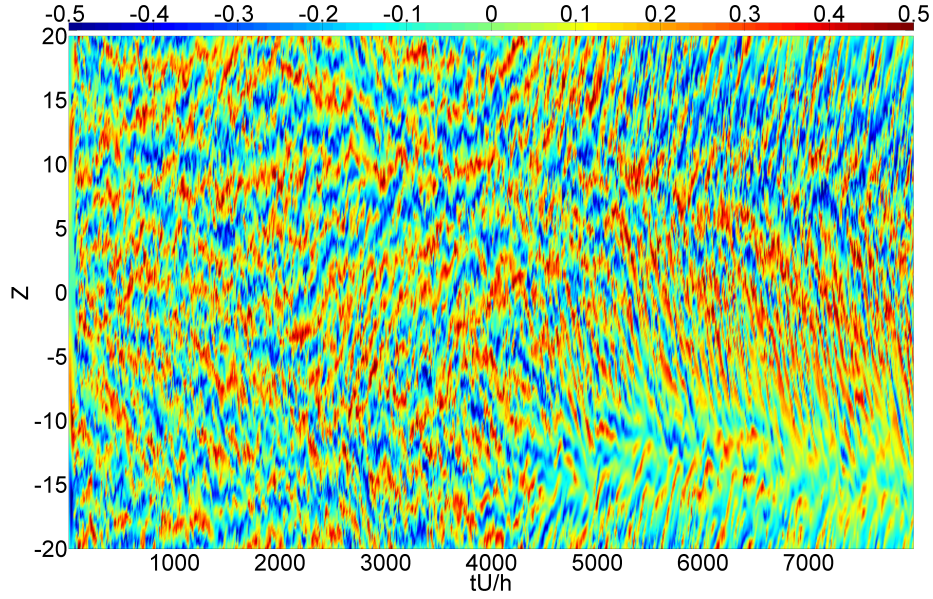


FIGURE A.2: U_x , U_y , U_z dans le plan $y = 0$ pour $Re = 350$

La figure A.2 présente les trois composantes de vitesse dans un plan de coupe médian aux deux parois. Au vu de la répartition de U_x visible sur la figure A.2a, la topologie d'une bande turbulente est la suivante : la moitié gauche de la bande turbulente est plutôt constituée de stries de vitesses positives et la moitié droite plutôt de stries de vitesses négatives. Ces stries de vitesses sont particulièrement cohérentes selon la direction longitudinales et s'étirent jusque dans les zones où l'écoulement est plutôt laminaire. Selon la composante normale U_y (figure A.2b), nous retrouvons une structure désorganisée dans l'ensemble de la bande turbulente. Selon la composante transversale U_z (figure A.2c), comme pour U_x , nous observons une scission nette entre la droite et la gauche de la strie.

La figure A.3 présente un diagramme spatiotemporel pour la composante de vitesse longitudinale U_x le long d'une ligne $(x, y) = (0, 0)$. A partir de $4000 h/U$ -temps correspondant à un nombre de Reynolds de 380-, nous observons l'apparition d'un trou laminaire. Que ce soit sur les instantanés de la figure A.1 ou sur le diagramme spatiotemporel de la figure A.3, nous pouvons constater que la phase laminaire n'est pas entièrement uniforme. L'étude en fonction de la taille du domaine d'étude de Philip & Manneville [55] a montré que les dimensions de la bande laminaire sont liées à la taille du domaine. Ainsi, dans un domaine plus grand, nous retrouverions un trou laminaire plus marqué.

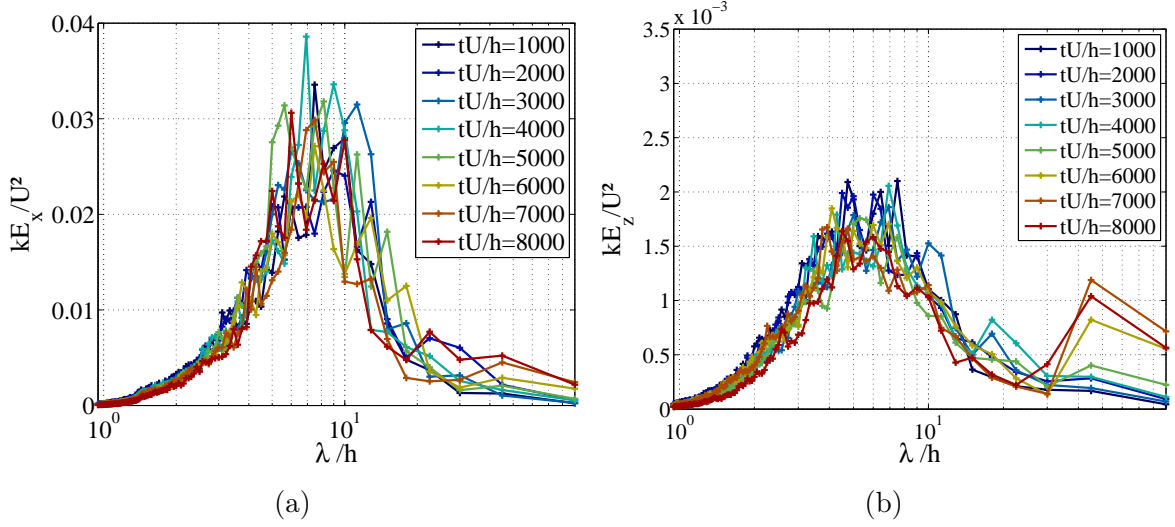
FIGURE A.3: DSt pour U_x pour la ligne $y = 0, x = 0$

A.2 Analyse spectrale

De la même manière que pour l'étude de l'invasion de la turbulence dans un écoulement initialement laminaire, nous réalisons une analyse spectrale. Elle est réalisée l'aide des spectres de puissance prémultipliés et moyennés azimutalement, kE_x et kE_z , associés à U_x et U_z respectivement. La méthode pour obtenir ces spectres est détaillée dans le chapitre 2.

La figure A.4 montre l'évolution temporelle de $kE_x(k)$ et $kE_z(k)$ durant le recuit. Un pic de kE_x est observable sur la figure A.4a autour de $4-5h$, longueur d'ondes des stries de vitesse. L'intensité du pic semble légèrement diminuer avec le nombre de Reynolds. Aux temps longs qui correspondent aux nombres de Reynolds les plus bas, l'énergie associée aux grandes échelles augmente. Un pic de kE_z est également observable sur la figure A.4b autour de $4-5h$ mais son amplitude est moins importante sur la composante kE_x . Ceci est cohérent avec le fait que les stries sont des structures principalement visibles et cohérentes pour U_x . L'intensité du pic semble légèrement diminuer avec le nombre de Reynolds. Un second pic d'énergie associé aux grandes échelles apparaît aux temps longs et est clairement identifiable. Il est à noter que cette étude est réalisée dans un domaine deux fois plus petit que celui utilisé lors de l'étude de la croissance de poche turbulente. La longueur d'onde associée aux grandes échelles est ici de $45h$.

Nous nous focalisons maintenant sur les composantes associées aux grandes et aux petites échelles. L'amplitude de la composante à petite échelle (*i.e.* les stries turbulentes)

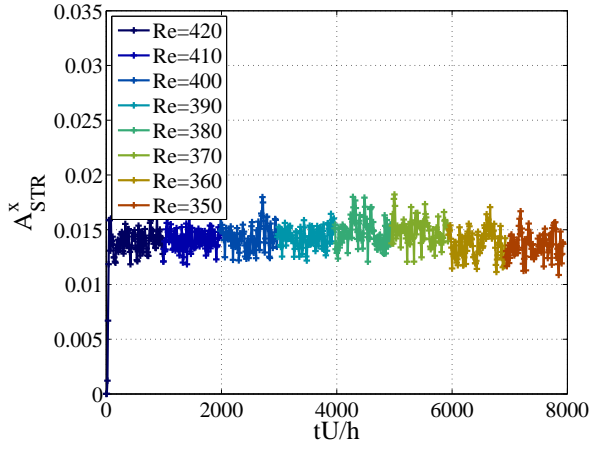
FIGURE A.4: kE_x et kE_z issus de U_x et U_z dans le plan $y = 0$

A_{STR}^z est définie comme la moyenne de kE_z entre $4 \leq \lambda/h \leq 5$ et l'amplitude de la composante à grande échelle A_{LSF}^z est la valeur de kE_z pour $\lambda/h = 45$. De manière analogue, on définit A_{SLF}^x et A_{STR}^x pour les composantes associées aux grandes et aux petites échelles extraites du spectre kE_x . La figure A.5 illustre l'évolution de ces différentes quantités.

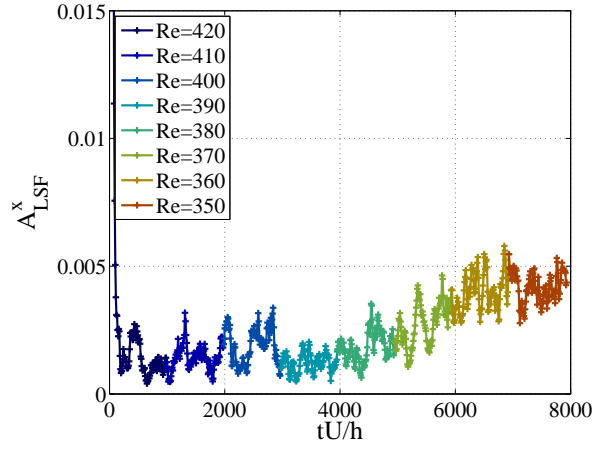
Sur la figure A.5a, A_{STR}^x reste stable pour l'ensemble des nombres de Reynolds parcourus pendant le recuit. On note tout de même une légère diminution à partir de $Re = 360$. Sur la figure A.5c, nous observons que A_{STR}^z oscille autour d'un plateau dont la valeur diminue légèrement et de manière continue à partir de $Re = 400$. Ceci est cohérent avec le fait que la fraction turbulente diminue.

En ce qui concernent les écoulements à grande échelle, on observe, sur les figures A.5b et A.5d, une dynamique similaire pour A_{LSF}^x et A_{LSF}^z . Ces deux quantités associées aux écoulements à grande échelle oscillent autour d'une valeur d'énergie faible tant que $Re < 380$ puis augmentent à partir de $Re = 380$.

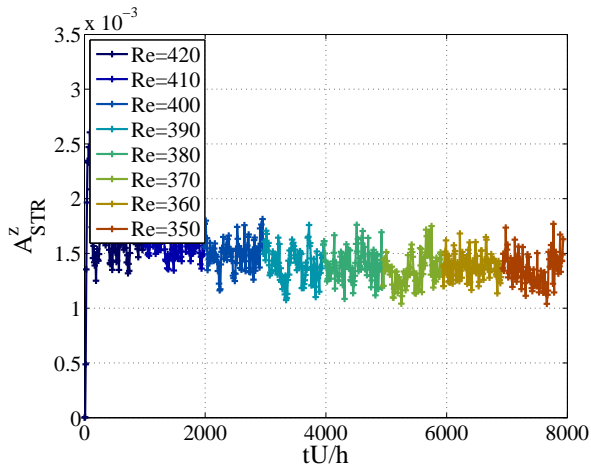
Nous observons donc nettement la signature d'écoulements à grande échelles sur les spectres. La prochaine étape sera de filtrer avec un filtre passe-bas les champs pour observer et commenter la topologie de ces écoulements à grande échelle.



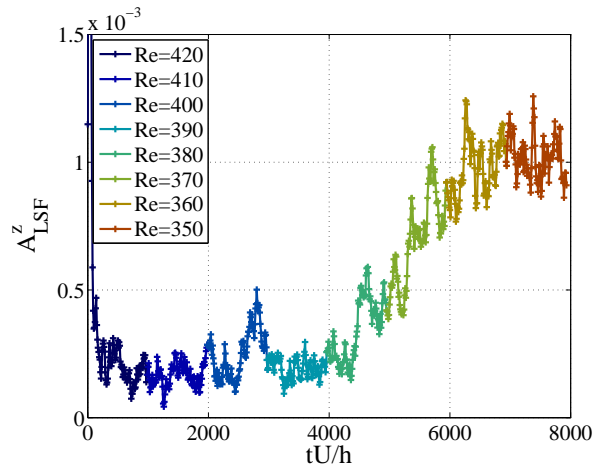
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE A.5: Évolution de kEz (haut) et kEz (bas) pour les stries (gauche) et les grandes échelles (droit)

A.3 Filtres

La séparation d'échelle visible sur les spectres de la figure A.4 nous permet de définir une longueur d'onde de coupure en $\lambda_c/h = 24$. On peut alors extraire les écoulements grande et petite échelles avec des filtres Butterworth du 4^e ordre respectivement passe-bas et passe-haut. La figure A.6 présente des champs de vitesses instantanées U_x et U_z associés aux petites et grandes échelles. A grande échelle, nous reconnaissons la topologie déjà évoquée lors de l'observation des champs entiers sur la figure A.2. Dans la partie droite de la bande turbulente, nous observons un champ à grande échelle intense avec $U_{LSF}^x < 0$ et $U_{LSF}^z > 0$. Dans la partie gauche de la bande turbulente, nous observons en revanche un champs à grande échelle intense avec $U_{LSF}^x > 0$ et $U_{LSF}^z < 0$. Le champ de vitesse 2D résultant est schématisé par des flèches. A petites échelles, nous reconnaissons sur les deux composantes de vitesse la signature des stries de vitesses turbulentes.

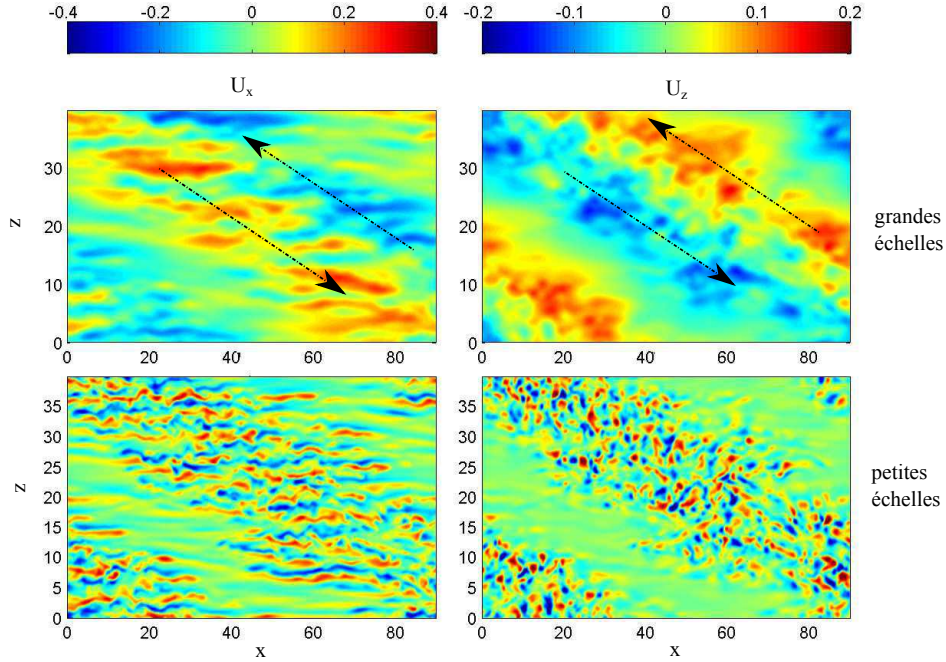


FIGURE A.6: Champs de vitesses U_x ((a) et (c)) et U_z ((b) et (d)) associées aux grandes échelles ((a) et (b)) et aux petites échelles ((c) et (d)) à $Re = 350$

A.4 Le maintien des bandes

Les bandes semblent correspondent à une position d'équilibre puisque, pour une certaine gamme de nombre de Reynolds, elles correspondent au motif choisi pour l'écoulement

afin de maintenir une fraction turbulente donnée. Nous avons précédemment observé la présence des écoulements à grande échelle qui apparaissent à $Re = 380$ simultanément avec les bandes. On peut d'ailleurs noter que pour $Re = 390$ des trous laminaires sont déjà visibles mais la fraction turbulente n'est sûrement pas suffisante faible pour permettre l'établissement de structures à grande échelle.

A.5 Lien entre la fraction turbulente et l'angle des bandes

Nous schématisons un réseau de bandes laminaires-turbulentes sur la figure A.7. Nous introduisons λ_T la largeur d'une bande turbulente et λ_L la largeur d'une bande laminaire.

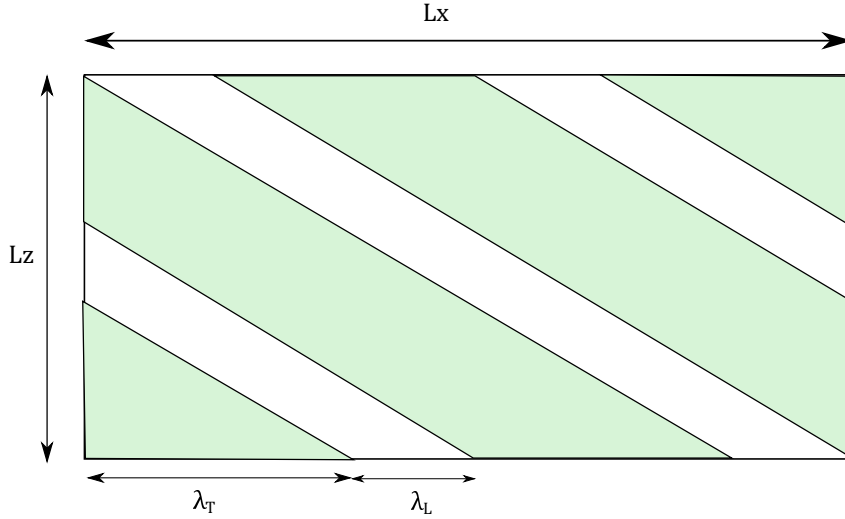


FIGURE A.7: Représentation schématique des bandes laminaire (en blanc) et turbulentes (en vert)

Nous faisons l'hypothèse que pour tout nombre de Reynolds compris dans la gamme possible de coexistence laminaire-turbulent, c'est à dire entre Re_g et Re_t , deux fractions turbulentes sont observables à temps longs : soit $Ft_0 = 0$ correspondant à un écoulement laminaire, soit $Ft_1 \in [0, 1]$ correspondant à un écoulement avec une coexistence des écoulements laminaire et turbulent. Il est à noter que Ft_1 est d'autant plus élevé que le nombre de Reynolds d'évolution se rapproche de Re_t . Pour simplifier l'analyse, nous choisissons de faire l'étude dans le plan $y = 0$.

La fraction turbulente correspond à la proportion d'écoulement turbulent ce qui peut s'écrire :

$$Ft = \frac{A_{turb}}{L_x * L_z} \quad (A.1)$$

Avec A_{turb} l'aire de l'écoulement turbulent. Dans le cas d'une coexistence laminaire-turbulent avec un motif de bande, on peut réécrire A_{turb} de la manière suivante :

$$A_{turb} = \frac{L_x}{\lambda_T + \lambda_L} * A_{stripe} \quad (A.2)$$

Avec A_{stripe} l'aire d'une bande turbulente.

A_{stripe} correspond donc à :

$$A_{stripe} = \lambda_T * L_z \quad (A.3)$$

Ainsi la fraction turbulente devient :

$$Ft = \frac{L_x}{\lambda_T + \lambda_L} * \lambda_T * L_z = \frac{\lambda_T}{\lambda_T + \lambda_L} * L_x * L_z \quad (A.4)$$

Nous pouvons noter que la fraction turbulente n'est pas fonction de l'angle des bandes. Avoir une fraction turbulente donnée pour un nombre de Reynolds donné correspond donc à un problème 1D.

Annexe B

Quantification d'écoulements à grande échelle lors de la croissance de poches turbulentes (étude numérique)

Le chapitre 4 a eu pour but de s'intéresser au rôle des écoulements à grande échelle durant la croissance de la turbulence. Pour cela des champs de vitesses issus de données expérimentales PIV ont été analysés. Une séparation d'échelle a été révélée grâce au calcul des spectres associés aux différentes composantes de vitesse puis un filtrage a permis ensuite d'isoler les grandes et petites échelles. Cette annexe reprend ces mêmes analyses mais en utilisant des données issues de simulations numériques. La réalisation des simulations numériques est décrite dans la partie 2.

B.1 Dynamique de croissance

La figure B.1 montre les spectrogrammes de kE_z lors de la croissance d'une poche turbulente.

Les spectres associés à des instants caractéristiques des différentes phases sont extraits des spectrogrammes et sont tracés sur les figures B.2a et B.2b. On note que l'énergie des écoulements aux grandes échelles est répartie autour de toute une gamme de longueurs d'onde correspondant à la gamme $40 - 90 h$ alors qu'expérimentalement on n'arrive à les observer que pour $\lambda/h \simeq 40$ (limitation de tailles de fenêtre de PIV). Dans l'annexe A, nous étions également limités par la taille du domaine (domaine deux fois plus petit qu'ici selon les deux directions x et z) et les écoulements à grande échelle étaient visibles pour $\lambda/h \simeq 45$.

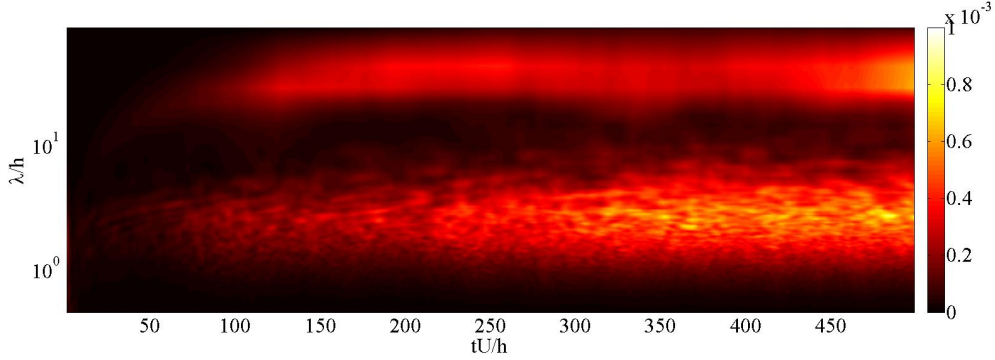


FIGURE B.1: Spectrogramme kE_z de la puissance adimensionnée pré-multipliée associé à U_z pendant la croissance d'une poche turbulente. $Re = 380$, $y \sim 0$

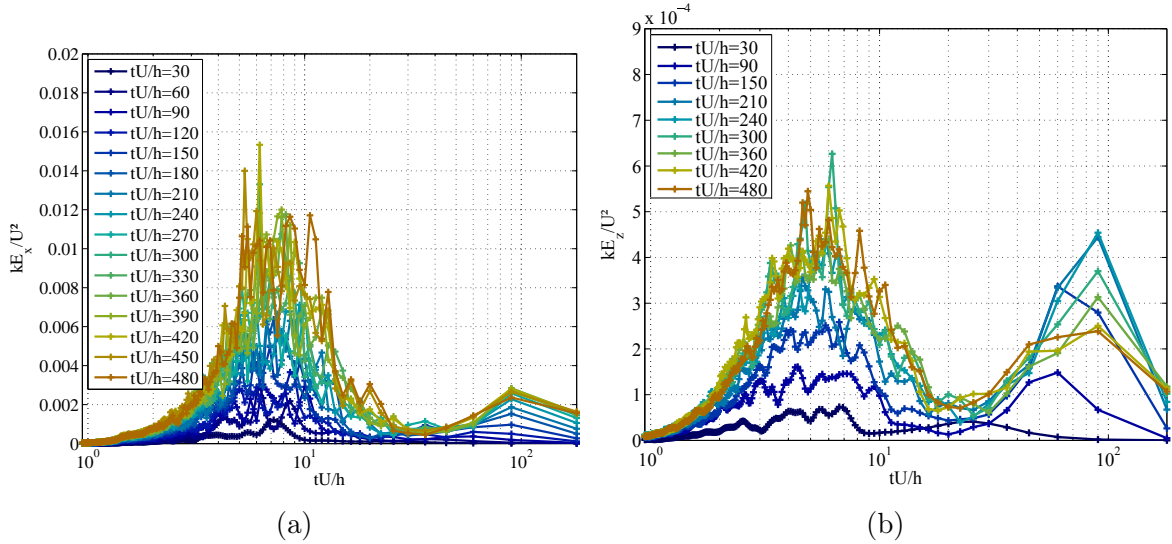


FIGURE B.2: Spectres de puissance adimensionnés pré-multipliés typiques associés à U_x (a) et U_z (b), $Re = 380$

B.2 Séparation d'échelle

Nous nous concentrons ici uniquement sur les composantes spectrales associées aux grandes et aux petites échelles. L'amplitude de la composante à petite échelle (*i.e.* les stries turbulentes) A_{STR}^z est définie comme la moyenne de kE_z entre $4 \leq \lambda/h \leq 5$ et l'amplitude de la composante à grande échelle A_{LSF}^z est la valeur maximale de kE_z pour la gamme $40 \leq \lambda/h \leq 90$.

La figure B.3 présente l'évolution temporelle de A_{LSF}^z et A_{STR}^z pour un nombre de Reynolds $Re = 380$ donné et pour l'ensemble des réalisations faites à ce nombre de Reynolds. Nous notons que le comportement inter réalisation est particulièrement robuste.

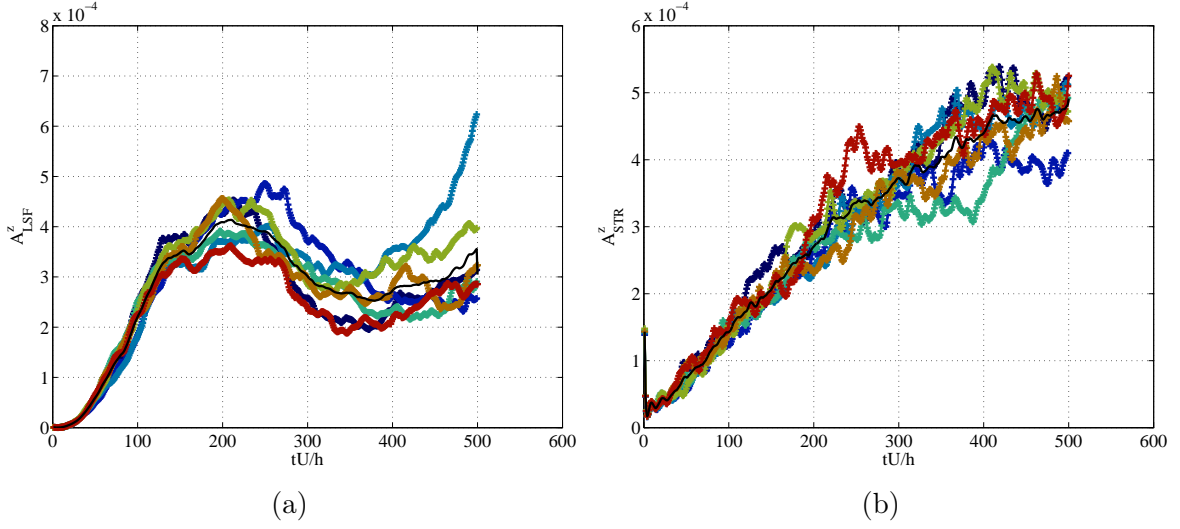


FIGURE B.3: Évolution temporelle de l'amplitude des stries A_{STR} (b) et grande échelle A_{LSF} (a) pour différentes réalisations (une couleur par réalisation) correspondant au même $Re = 380$. La courbe noire correspond à la moyenne entre les réalisations.

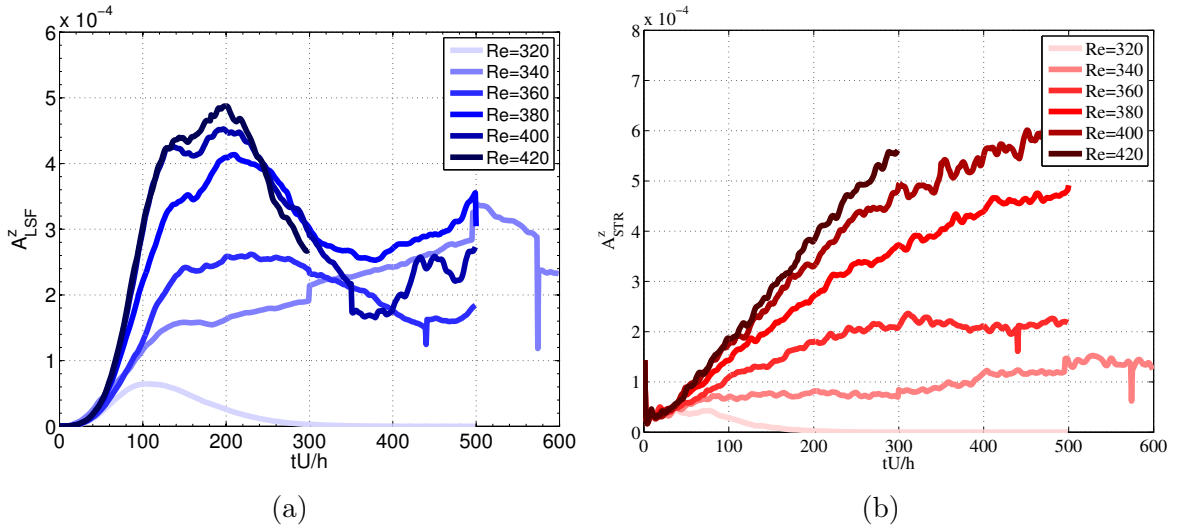


FIGURE B.4: Évolution temporelle de l'amplitude des stries A_{STR} (b) et grande échelle A_{LSF} (a), $y/h \sim 0$.

Les évolutions temporelles de A_{LSF}^z et A_{STR}^z moyennées entre réalisations sont présentées sur les figures B.4a et B.4b respectivement.

La figure B.4 présente l'évolution en fonction du nombre de Reynolds de l'amplitude maximale associée aux écoulements à grande échelle, définie comme la valeur maximale de

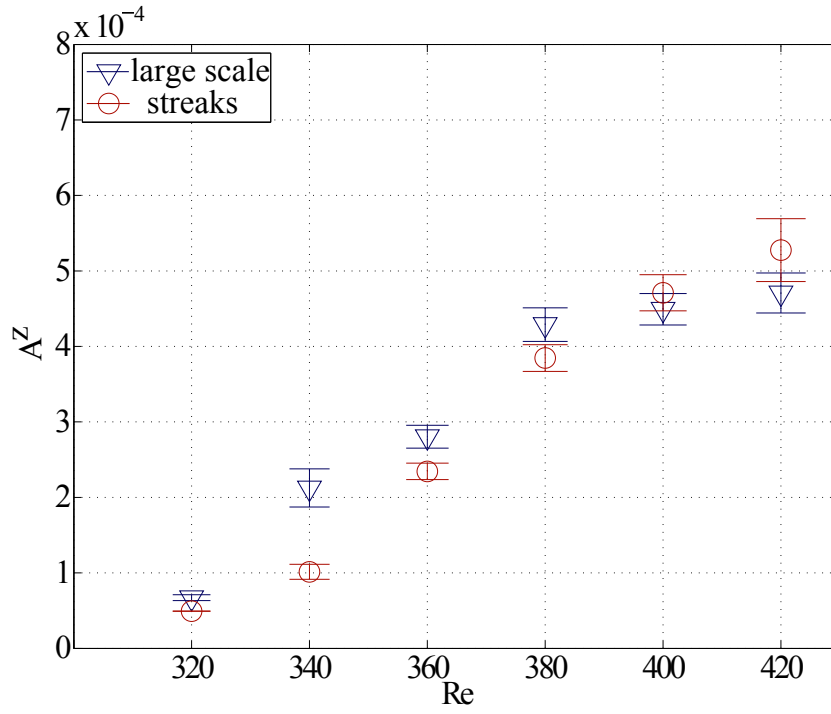


FIGURE B.5: Évolution en Re du maxima de l'amplitude associée aux grandes échelles (triangles bleues) et du plateau de l'amplitude des stries (ronds rouges), $y/h \sim 0$.

A_{LSF}^z des courbes présentées sur la figure B.4a et celle associée aux stries, définie comme la valeur finale de A_{STR}^z représentée sur la figure B.4b.

Bibliographie

- [1] C. D. Andereck, S.S. Liu, and H. L. Swinney. Flow regimes in a circular couette system with independently rotating cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 164 :155–183, 1986.
- [2] K. Avila, D. Moxey, A. de Lozar, M. Avila, D. Barkley, and B. Hof. The Onset of Turbulence in Pipe Flow. *Science*, 333 :192–196, 2011.
- [3] Barkley, D. and Tuckerman, L. S. Computational study of turbulent laminar patterns in couette flow. *Physical review letters*, 94(1) :014502, 2005.
- [4] S. Bottin, O. Dauchot, and F. Daviaud. Intermittency in a locally forced plane couette flow. *Physical Review Letters*, 79(22) :4377, 1997.
- [5] S. Bottin, O. Dauchot, F. Daviaud, and P. Manneville. Experimental evidence of streamwise vortices as finite amplitude solutions in transitional plane Couette flow. *Physics of Fluids*, 10 :2597–2607, 1998.
- [6] D. R. Carlson, S. E. Widnall, and M. F. Peeters. A flow-visualization study of transition in plane Poiseuille flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 121 :487–505, 1982.
- [7] M. Chantry, L. S. Tuckerman, and D. Barkley. Turbulent bands in a planar shear flow without walls. *Résumés des exposés de la 18e Rencontre du Non-Linéaire Paris 2015*, page 66, 2011.
- [8] R. M. Clever and F. H. Busse. Three-dimensional convection in a horizontal fluid layer subjected to a constant shear. *Journal of Fluid Mechanics*, 234 :511–527, 1992.
- [9] R. M. Clever and F. H. Busse. Tertiary and quaternary solutions for plane couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 344 :137–153, 1997.
- [10] D. Coles. Transition in circular Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 21 :385–425, 1965.
- [11] M. Couliou and R. Monchaux. Large scale flows in transitional plane couette flow : a key ingredient of the spot growth mechanism. *Physics of Fluids*, 27 :034101, 2015.
- [12] M. Couliou and R. Monchaux. Growth dynamics of turbulence in a plane couette flow. *XX, XX(XX) :XX, XX*.
- [13] M. Couliou and R. Monchaux. How does turbulence spread in plane wall-bounded shear flows ? *XX, XX(XX) :XX, XX*.

-
- [14] A. Cros and P. Le Gal. Spatiotemporal intermittency in the torsional couette flow between a rotating and a stationary disk. *Physics of Fluids (1994-present)*, 14 :3755–3765, 2002.
 - [15] O. Dauchot and F. Daviaud. Finite-Amplitude Perturbation in Plane Couette Flow. *Europhysics Letters*, 28 :225–230, 1994.
 - [16] O. Dauchot and F. Daviaud. Finite amplitude perturbation and spots growth mechanism in plane Couette flow. *Physics of Fluids*, 7 :335–343, 1995.
 - [17] F. Daviaud, J. Hegseth, and P. Berge. Subcritical transition to turbulence in plane couette flow. *Physical Review Letters*, 69 :2511–2514, 1992.
 - [18] S. Dong. Evidence for internal structures of spiral turbulence. *Physical Review E*, 80(6) :067301, 2009.
 - [19] S. Dong and X. Zheng. Direct numerical simulation of spiral turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 668 :150–173, 2011.
 - [20] Y. Duguet, O. Le Maître, and P. Schlatter. Stochastic and deterministic motion of a laminar-turbulent front in a spanwisely extended Couette flow. *Physical Review E*, 84 :066315, 2011.
 - [21] Y. Duguet, C. C. T. Pringle, and R. R. Kerswell. Relative periodic orbits in transitional pipe flow. *Physics of Fluids*, 20(11) :114102, 2008.
 - [22] Y. Duguet and P. Schlatter. Oblique laminar-turbulent interfaces in plane shear flows. *Physical Review Letters*, 110 :034502, 2013.
 - [23] Y. Duguet, P. Schlatter, and D. S. Henningson. Localized edge states in plane Couette flow. *Phys. Fluids*, 21 :111701, 2009.
 - [24] Y. Duguet, P. Schlatter, and D. S. Henningson. Formation of turbulent patterns near the onset of transition in plane Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 650 :119–129, 2010.
 - [25] T. Ellingsen and E. Palm. Stability of linear flow. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 18 :487–488, 1975.
 - [26] H. Faisst and B. Eckhardt. Traveling Waves in Pipe Flow. *Physical Review Letters*, 91(22) :224502, 2003.
 - [27] M. Gad-El-Hak, R. F. Blackwelder, and J. Riley. On the growth of turbulent regions in laminar boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 110 :73–95, 1981.
 - [28] J. F. Gibson. Channelflow : A spectral Navier-Stokes simulator in C++. Technical report, U. New Hampshire, 2014. Channelflow.org.
 - [29] J. F. Gibson, J. Halcrow, and P. Cvitanović. Visualizing the geometry of state space in plane Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 611 :107–130, 2008.
 - [30] J. F. Gibson, J. Halcrow, and P. Cvitanović. Visualizing the geometry of state space in plane Couette flow. *J. Fluid Mech.*, 611 :107–130, 2008. [arXiv:0705.3957](https://arxiv.org/abs/0705.3957).

- [31] J. F. Gibson, J. Halcrow, and P. Cvitanović. Equilibrium and travelling-wave solutions of plane couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 638 :243–266, 2009.
- [32] A. Goharzadeh and I. Mutabazi. Experimental characterization of intermittency regimes in the couette-taylor system. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, 19(1) :157–162, 2001.
- [33] J. Halcrow, J. F. Gibson, P. Cvitanović, and D. Viswanath. Heteroclinic connections in plane Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 621 :365–376, 2009.
- [34] J. M. Hamilton, J. Kim, and F. Waleffe. Regeneration mechanisms of near-wall turbulence structures. *Journal of Fluid Mechanics*, 287 :317–348, 1995.
- [35] S. Hashimoto, A. Hasobe, T. Tsukahara, Y. Kawaguchi, and H. Kawamura. An experimental study on turbulent-stripe structure in transitional channel flow. *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, 6, 2009.
- [36] J. J. Hegseth. Turbulent spots in plane Couette flow. *Physical Review E*, 54 :4915–4923, 1996.
- [37] J. J. Hegseth, C. D. Andereck, F. Hayot, and Y. Pomeau. Spiral turbulence and phase dynamics. *Physical review letters*, 62(3) :257, 1989.
- [38] D. S. Henningson. Wave growth and spreading of a turbulent spot in plane poiseuille flow. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 1(11) :1876–1882, 1989.
- [39] D. S. Henningson and P. H. Alfredsson. The wave structure of turbulent spots in plane poiseuille flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 178 :405–421, 1987.
- [40] T. Itano and S. Toh. The Dynamics of Bursting Process in Wall Turbulence. *Journal of the Physical Society of Japan*, 70 :703–716, 2001.
- [41] J. Jiménez and P. Moin. The minimal flow unit in near-wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 225 :213–240, 1991.
- [42] G. Kawahara and S. Kida. Periodic motion embedded in plane Couette turbulence : regeneration cycle and burst. *Journal of Fluid Mechanics*, 449 :291–300, 2001.
- [43] R. R. Kerswell and O. R. Tutty. Recurrence of travelling waves in transitional pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 584 :69–102, 2007.
- [44] M. Lagha and P. Manneville. Modeling of plane Couette flow. I. Large scale flow around turbulent spots. *Physics of Fluids*, 19 :094105, 2007.
- [45] M. T. Landahl. A note on an algebraic instability of inviscid parallel shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 98 :243–251, 1980.
- [46] G. Lemoult, J.-L. Aider, and J.-E. Wesfreid. Turbulent spots in a channel : large-scale flow and self-sustainability. *Journal of Fluid Mechanics*, 731 :R1, 2013.
- [47] G. Lemoult and J. E. Wesfreid. Turbulent spots in channel an experimental study. *The European Physical Journal E*, 37(4) :1–11, 2014.

-
- [48] A. Lundbladh and A. V. Johansson. Direct simulation of turbulent spots in plane couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 229 :499–516, 1991.
- [49] K. Malerud, S. and Jo, W. I Goldburg, et al. Measurements of turbulent velocity fluctuations in a planar couette cell. *Physics of Fluids (1994-present)*, 7(8) :1949–1955, 1995.
- [50] P. Manneville. On the transition to turbulence of wall-bounded flows in general, and plane couette flow in particular. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 2014.
- [51] P. Manneville. Towards a model of large scale dynamics in transitional wall-bounded flows. *arXiv preprint arXiv :1504.00664*, 2015.
- [52] A. Meseguer, M. Mellibovsky, F. and Avila, and F. Marques. Instability mechanisms and transition scenarios of spiral turbulence in taylor-couette flow. *Physical Review E*, 80(4) :046315, 2009.
- [53] I. Mutabazi, N. Abcha, O. Crumeyrolle, and A. Ezersky. Application of the particle image velocimetry to the couette-taylor flow. *The Particle Image Velocimetry-Characteristics, Limits and Possible Applications*, pages 177–202, 2012.
- [54] M. Nagata. Three-dimensional finite-amplitude solutions in plane Couette flow : bifurcation from infinity. *Journal of Fluid Mechanics*, 217 :519–527, 1990.
- [55] J. Philip and P. Manneville. From temporal to spatiotemporal dynamics in transitional plane couette flow. *Physical Review E*, 83(3) :036308, 2011.
- [56] A. Prigent and O. Dauchot. Transition to Versus from Turbulence in Subcritical Couette Flows. In T Mullin and R. Kerswell, editors, *IUATM Symposium on laminar-turbulent transition and finite amplitude solutions*, pages 195–219, 2005.
- [57] A. Prigent, G. Grégoire, H. Chaté, O. Dauchot, and W. van Saarloos. Large-Scale Finite-Wavelength Modulation within Turbulent Shear Flows. *Physical Review Letters*, 89 :014501, 2002.
- [58] C. C. T. Pringle, Y. Duguet, and R. R. Kerswell. Highly symmetric travelling waves in pipe flow. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 367 :457–472, 2009.
- [59] P. J Schmid. Nonmodal stability theory. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 39 :129–162, 2007.
- [60] A Schmiegél and B Eckhardt. Persistent turbulence in annealed plane couette flow. *EPL (Europhysics Letters)*, 51(4) :395, 2000.
- [61] T. M. Schneider, J. F. Gibson, M. Lagha, F. de Lillo, and B. Eckhardt. Laminar-turbulent boundary in plane Couette flow. *Phys. Rev. E*, 78(3) :037301, 2008.
- [62] J. Schumacher and B. Eckhardt. Evolution of turbulent spots in a parallel shear flow. *Phys. Rev. E*, 63(4) :046307, 2001.

- [63] N. Tillmark. On the Spreading Mechanisms of a Turbulent Spot in Plane Couette Flow. *Europhysics Letters*, 32 :481–485, 1995.
- [64] N. Tillmark and P. H. Alfredsson. Experiments on transition in plane Couette flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 235 :89–102, 1992.
- [65] N. Tillmark and P. H. Alfredsson. Structures in turbulent plane couette flow obtained from correlation measurements. In *Advances in turbulence V*, pages 502–507. Springer, 1995.
- [66] T. Tsukahara, Y. Seki, H. Kawamura, and D. Tochio. Dns of turbulent channel flow at very low reynolds numbers. *arXiv preprint arXiv :1406.0248*, 2014.
- [67] L. S. Tuckerman and D. Barkley. Patterns and dynamics in transitional plane Couette flow. *Physics of Fluids (1994-present)*, 23 :041301, 2011.
- [68] L. S. Tuckerman, T. Kreilos, H. Schrobsdorff, and J. F. Schneider, T. M. and Gibson. Turbulent-laminar patterns in plane poiseuille flow. *Physics of Fluids (1994-present)*, 26(11) :114103, 2014.
- [69] D. Viswanath. Recurrent motions within plane Couette turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 580 :339–358, 2007.
- [70] F. Waleffe. Transition in shear flows. Nonlinear normality versus non-normal linearity. *Physics of Fluids*, 7 :3060–3066, 1995.
- [71] F. Waleffe. On a self-sustaining process in shear flows. *Physics of Fluids*, 9 :883–900, 1997.
- [72] F. Waleffe. Three-dimensional coherent states in plane shear flows. *Physical Review Letters*, 81(19) :4140, 1998.
- [73] F. Waleffe. Exact coherent structures in channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 435 :93–102, May 2001.
- [74] F. Waleffe. Homotopy of exact coherent structures in plane shear flows. *Physics of Fluids*, 15 :1517–1534, June 2003.
- [75] H. Wedin and R. R. Kerswell. Exact coherent structures in pipe flow : travelling wave solutions. *Journal of Fluid Mechanics*, 508 :333–371, 2004.

Résumé Cette thèse est consacrée à l'étude de la coexistence laminaire-turbulent dans l'écoulement de Couette plan, l'écoulement cisailé entre deux parois, sujet à une transition sous critique à la turbulence. Nous utilisons conjointement un dispositif expérimental et des simulations numériques directes qui nous permettent d'avoir accès à des visualisations et des champs de vitesse dans des configurations où états laminaire et turbulent coexistent. Nous montrons pour la première fois dans une expérience de Couette plan l'existence d'écoulements à grandes échelles au voisinage d'un front turbulent lors de l'expansion de la turbulence. Nous les quantifions et nous montrons une corrélation entre leur dynamique et celle de la poche turbulente. Nous nous focalisons ensuite sur la croissance de poches turbulentes dans un écoulement initialement laminaire. Nous identifions un nouveau mécanisme global qui s'ajoute au mécanisme local en bords de poche turbulente habituellement évoqué. L'étude des taux de croissance de ces deux mécanismes fournit une vision plus complète de l'expansion de la poche selon la direction transversale qui advient via des nucléations de stries de vitesse. Nous établissons également un lien fort entre la dynamique des fronts des poches, celle des tourbillons aux bords de la poche et celle des écoulements à grande échelle. Nous étudions enfin la croissance de poches turbulentes selon la direction longitudinale via une analyse des vitesses des fronts en fonction du nombre de Reynolds et du temps. La forme de la poche turbulente peut alors être appréhendée comme le résultat de l'effet des mécanismes selon les deux directions d'expansion.

Abstract This thesis focuses on the study of the laminar-turbulent coexistence in plane Couette flow, the flow sheared between two walls where a subcritical transition to turbulence occurs. We jointly use an experimental setup and direct numerical simulations which allow us to have access to visualizations and velocity fields when both laminar and turbulent states coexist. We show for the first time in a plane Couette experiment the presence of large scale flows in the vicinity of turbulent fronts during the turbulence expansion. We quantify them and show a correlation between their dynamics and the one of turbulent spot. We then focus on the turbulent spot growth in an initially laminar flow. A new global mechanism is identified which complements the usually evoked local mechanism. The study of the growing rate of both mechanisms allows one to get a more comprehensive view of the spot expansion along the spanwise direction which occurs via nucleations of velocity streaks. We also establish a link between the dynamics of the spot fronts, the one of the edge vortices and the one of large scale flows. We eventually study the turbulent spot growth along the streamwise direction by way of spot front velocities analysis as a function of time and Reynolds number. The turbulent spot shape can then be understood as the result of the effect of the mechanisms acting along both directions.